

SI 908273- SI 908284;
SI 908139 . 0000486

КООРДИНАТНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

ТРУДЫ МЕЖДУНАРОДНОГО СИМПОЗИУМА
ПО КООРДИНАТНЫМ ДЕТЕКТОРАМ
В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

SI 908273- SI 908284;
SI 908139 . 0000486



POSITION DETECTORS

PROCEEDINGS OF THE INTERNATIONAL SYMPOSIUM
ON POSITION DETECTORS
IN HIGH ENERGY PHYSICS

Дубна 1988

Организационный комитет Симпозиума:

И.А.Голутвин (ОИЯИ) - председатель
А.В.Зарубин (ОИЯИ) - ученый секретарь

Д.М.Антипов (ИФВЭ)	А.И.Романов (ОИЯИ)
А.А.Воробьев (ЛИЯФ)	И.А.Савин (ОИЯИ)
С.П.Денисов (ИФВЭ)	В.А.Свиридов (ОИЯИ)
Б.А.Долгошеин (МИФИ)	В.А.Сидоров (ИЯФ СО АН СССР)
В.А.Любимов (ИТЭФ)	Н.П.Терехин (ОИЯИ)
А.П.Онучин (ИЯФ СО АН СССР)	А.А.Тяпкин (ОИЯИ)
Д.Позе (ОИЯИ)	

Symposium Organizing Committee:

I.A.Golutvin (JINR) - Chairman
A.V.Zarubin (JINR) - Scientific Secretary

Yu.M.Antipov (IHEP, Serpukhov)	I.A.Savin (JINR)
S.P.Denisov (IHEP, Serpukhov)	V.A.Sidorov (INP,Novosibirsk)
B.A.Dolgoshein (MEPI, Moscow)	V.A.Sviridov (JINR)
V.A.Lubimov (ITEP, Moscow)	N.P.Terekhin (JINR)
A.P.Omuchin (INP, Novosibirsk)	A.A.Tiapkin (JINR)
D.Pose (JINR)	A.A.Vorobjev (LINF,Gatchina)
A.I.Romanov (JINR)	



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH**

Д1,13-88-172

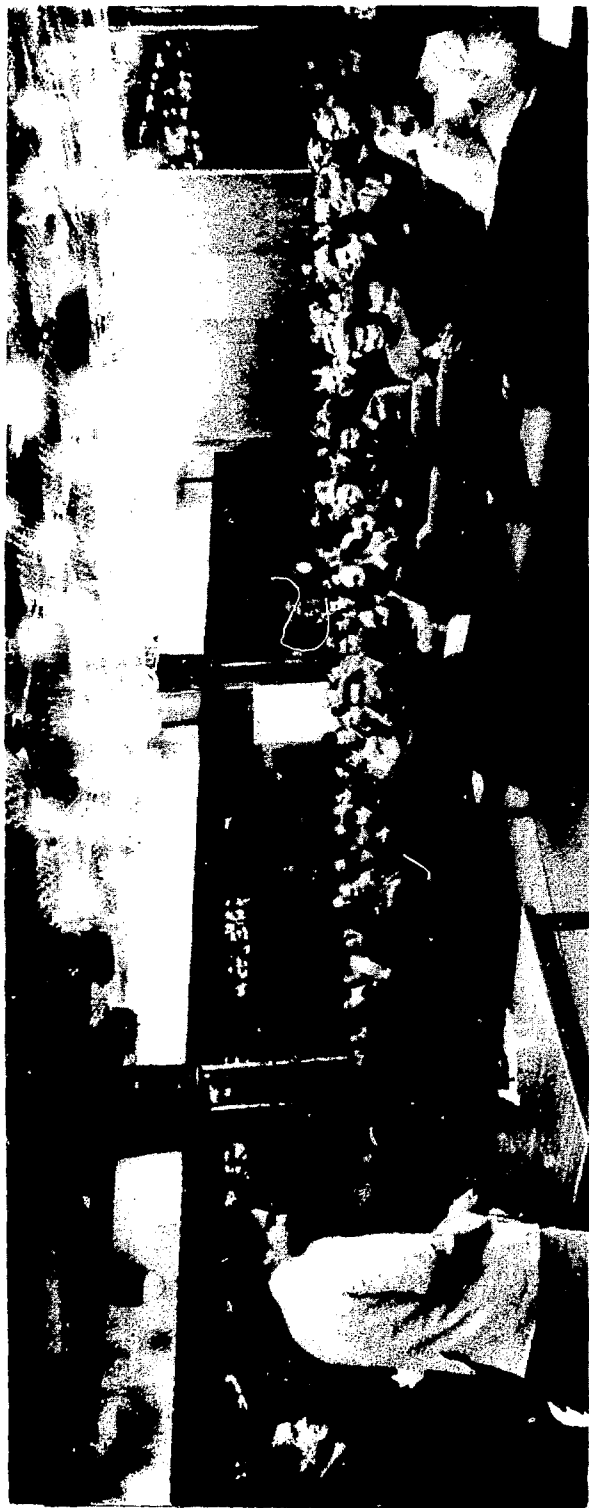
**Международный симпозиум
по координатным детекторам
в физике высоких энергий**

Дубна, 22-25 сентября 1987 года



**International Symposium
on Position Detectors
in High Energy Physics**

Dubna, 22-25 September 1987



Международный симпозиум по координатным детекторам в физике высоких энергий был проведен в Дубне с 22 по 25 сентября 1987 года в соответствии с решением 59 сессии Ученого Совета Объединенного института ядерных исследований при поддержке Секции по аппаратуре Международного комитета по будущим ускорителям (ИКФА).

В работе Симпозиума приняли участие 126 ученых и специалистов из ОИЯИ, ЦЕРН и ведущих научных центров по физике высоких энергий, а также члены Секции по аппаратуре комитета ИКФА.

В программу Симпозиума были включены 25 обзорных докладов, 32 сообщения и 12 стендовых докладов по следующим разделам:

- экспериментальные установки в физике высоких энергий;
- газовые трековые детекторы;
- калориметры с измерением координат;
- детекторы переходного и черенковского излучения;
- полупроводниковые трековые детекторы;
- электроника детекторов.

Сборник содержит 63 доклада и сообщения, представленных на Симпозиум и подготовленных авторами к печати.

The International Symposium on Position Detectors in High Energy Physics was organized by the Joint Institute for Nuclear Research and sponsored by the ICFA Panel on Future Instrumentation Innovation and Development. It was held in Dubna, USSR, from 22 to 25 September.

The Symposium was attended by 126 scientists and experts from JINR, CERN and other scientific centers from 15 countries, as well as the ICFA Instrumentation Panel members.

The Symposium programme included 25 invited talks, 32 contributions and 12 posters on the following main topics:

- Experimental set-ups in high energy physics;
- Gaseous position detectors;
- Calorimeters with position measurements;
- Transition and Cherenkov radiation detectors;
- Silicon position detectors;
- Associated electronics

The Proceedings contain 63 reviews, reports and short Communications prepared by the authors for printing.

ОГЛАВЛЕНИЕ

I. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ EXPERIMENTAL SET-UPS IN HIGH ENERGY PHYSICS

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЙ ДЕТЕКТОР - УСТАНОВКА ДЛЯ ВЫПОЛНЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ВСТРЕЧНЫХ ЛУЧАХ	
A. П. Воробьев	16
INITIAL PERFORMANCE OF TOPAZ TPC AT TRISTAN	
S. Iwata	24
THE DELPHI DETECTOR: NOVEL FEATURES AND STATUS	
H. J. Hilke	35
THE CLEO II DETECTOR	
D. L. Hartill	45
ПРОЕКТ ДЕТЕКТОРА КЕДР	
В. В. Анашин, Э. В. Анашкин, В. М. Аульченко, Л. М. Барков, С. Е. Бару, А. Е. Блинов, В. Е. Блинов, Г. А. Блинов, А. Е. Бон- дарь, А. Д. Букин, А. И. Воробьев, А. Е. Волков, В. Р. Грошев, В. Н. Жи- лич, А. А. Жолени, С. Г. Клименко, В. Н. Козалов, Г. М. Колачев, А. С. Кузьмин, П. К. Лебедев, М. Ю. Лельчук, Г. Д. Минаков, М. Д. Ми- наков, С. И. Мишнев, В. П. Нагаслаев, А. Б. Номерозский, А. П. Онучин, В. С. Панин, Ю. Н. Лестов, В. В. Петров, Ю. В. Придь, И. Я. Прото- попов, Т. А. Дурман, Н. Я. Рот, В. А. Родякин, Л. В. Романов, А. В. Рылин, Г. А. Савинов, В. А. Сидоров, Ю. И. Скоvenceь, А. И. Скрипский, В. П. Смахтин, С. В. Суханов, В. А. Таурский, В. И. Тельнов, А. Б. Темных, Ю. А. Тухонов, Г. М. Тумайкин, А. Е. Ундрус, А. Г. Чилингаров, А. Г. Шапов, Б. А. Шварц, А. И. Шу- шаро, С. И. Эйдельман, Ю. И. Эйдельман, П. Л. Фрабетти, А. М. Кассата, К. Де Мартинис, Ф. Лаломбо, А. Сала, В. Либерали, Э. Малоберти, Л. Ф. Манфреди, Д. Мариоли, Л. Массетти, В. Ре, В. Специали, Л. Верцелли	58
THE LARGE CYLINDRICAL DRIFT CHAMBER FOR THE BES SPECTRO- METER AT THE BEPC COLLIDER	
Bai Jing-zhi, Ma Ji-mao, Mao Hui-shun, Xie Pei-pei, Yan Jie, Liu Rong-guang, Mao Ze-pu, Rong Gang, Shen Ben-wei, Song Xiao-fei, Wang Yao-hut, Wang Yun-yong, <u>Zhou-Jie</u>	67
EXPERIMENTS WITH HIGH ENERGY NUCLEAR BEAMS AT BROOK- HAVEN: FROM AGS TO RHIC	
T. W. Ludlam	85
REVIEW OF MUON DETECTORS AND TRIGGERS AT HADRON COLLIDERS	
K. Wacker	99
МЮОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР КОМПЛЕКСА "МЕЧЕННЫЕ НЕЙТРИНО"	
М. Винде, И. А. Голутвин, В. К. Додохов, Н. И. Замятин, А. В. Карпухин, В. Т. Кирюшин, Н. М. Лустов, В. Н. Лысяков, Д. Позе, В. А. Свиридов, В. Н. Сотников	115

МЕОНИИИ МАГНИТНЫИ СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА "АИИ" Т.А.Асатиани, В.А.Иванов, С.В.Тер-Антонян, Э.А.Мнацаканян	120
СИСТЕМА ДРЕЙФОВЫХ КАМЕР ИФВЭ НЕЙТРИННОГО ДЕТЕКТОРА ИФВЭ - ОИИИ Н.И.Божко, А.А.Борисов, Н.К.Булгаков, А.С.Вовенко, В.Н.Горячев, А.Н.Исаев, А.С.Кожин, А.К.Конопляников, В.В.Липаев, В.Л.Тумаков, Р.М.Фахрутдинов	125
КООРДИНАТНАЯ СИСТЕМА ДЕТЕКТОРА ЮД-2 Э.В.Анашкин, В.М.Аульченко, С.Е.Бару, В.Г.Заварзин, М.Н.Захваткин, С.И.Редин, Г.А.Савинов, И.Г.Снопков, Е.П.Солодов, В.Е.Федоренко, Г.В.Федотович, Б.И.Хазин, А.Г.Чилингаров	129
КООРДИНАТНЫИ ДЕТЕКТОР БОЛЫШОИ ПЛОЩАДИ НА СТРИМЕРНЫХ ТРУБКАХ В.М. Аульченко, Б.О.Байбусинов, М.Ю.Лальчук, А.Б.Номероцкий, А.В.Чегодаев, А.Г.Чилингаров, Л.М.Курдадзе	132
ШИРОКОАПЕРТУРНЫИ ПАРНЫИ МАГНИТНЫИ СПЕКТРОМЕТР С ТОРЦЕВЫИ РАСПОЛОЖЕНИЕМ МИК Р.О.Авакян, А.Э.Аветисян, Р.Б.Айвазян, Р.А.Асатурян, К.Р.Даллакян, О.С.Кизогян, Э.М.Матевосян, Д.З.Сукиасян, С.П.Тароян	135

2. ГАЗОВЫЕ КООРДИНАТНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

POSITION-SENSITIVE GASEOUS DETECTORS

RECENT DEVELOPMENTS WITH POSITION-SENSITIVE GASEOUS DETECTORS F. Sauli	138
LIMITS OF POSITION RESOLUTION IN AN INDUCTION DRIFT CHAMBER (IDC) DUE TO FLUCTUATIONS OF IONISATION LOSS A. H. Walenta	149
RESEARCH AND DEVELOPMENT ON TIME EXPANSION CHAMBER G. M. Viertel	163
THE Z-DETECTOR OF THE L3-EXPERIMENT K. Deiters	172
OUTER Z DRIFT CHAMBER FOR THE H1-DETECTOR AT HERA P. Kostka	178
ЭФФЕКТИВНОСТЬ И ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ДРЕЙФОВОИ КАМЕРЫ, РАБОТАЮЩЕЙ В ЧИСТОМ ВОДОРОДЕ И ГЕЛИИ ПОД ДАВЛЕНИЕМ ДО 9 АТМ В. А. Андреев, Н. Ф. Бондарь, А. Г. Крившич, В. П. Малеев	185
ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ КАМЕРЫ С ВЫСОКОЙ ОДНОРОДНОСТЬЮ КОЭФФИЦИЕНТА ГАЗОВОГО УСИЛЕНИЯ ДЛЯ ДЕТЕКТОРА ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ: В. А. Андреев, Г. Е. Гаврилов, А. Г. Крившич, С. К. Патричев, Р. П. Сокольская	189

КОНСТРУКЦИЯ И СОЗДАНИЕ БОЛЬШИХ МНОГОВОЛОЧНЫХ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ КАМЕР	
Н.С.Амаглобели, Д.Ш.Багатурия, Р.В.Буров, Л.Н.Глonti, Р.М.Сакаццелидзе, Т.М.Сахелашвили, Б.Г.Циладзе . . .	194
СЕКТОРНАЯ ДРЕЙФОВАЯ КАМЕРА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИССЛЕДОВАНИЮ РЕДКИХ ПИОН-ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИИ НА МОСКОВСКОЙ МЕЗОННОЙ ФАБРИКЕ	
В.И.Ковинский, О.О.Патаракин, А.Ф.Сустапов, А.В.Шульгинов, А.И.Берлев, В.А.Краснов, М.А.Прохватитов	199
ДРЕЙФОВЫЕ САМОГАСЯЩИЕСЯ СТРИМЕРНЫЕ КАМЕРЫ РАЗМЕРОМ 2,5 x 1,9 м ²	
С.Высочин, В.О.Сидоров, Д.М.Хазинс, Г.В.Борисов, В.П.Гуз, Т.А.Домгадзе, Э.Г.Цхададзе	202
СИСТЕМА ДРЕЙФОВЫХ ТРУБОК УСТАНОВКИ "СИГМА-М"	
Д.С.Денисов, О.В.Ерошин, В.А.Медовиков, В.В.Мусиенко	205
МИНИ-ДРЕЙФОВАЯ КАМЕРА	
В.И.Давыдов, С.В.Сергеев, П.Стрельнев, А.А.Щенченко, В.Б.Шлягин, И.Е.Чириков-Зорин, И.Шпалек	208
ПРОВОЛОЧНЫЕ КООРДИНАТНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ УСТАНОВКИ "КАСИЙ"	
А.А.Балдин, Д.К.Гаврилов, А.Б.Курепин, В.С.Пантуев, В.И.Разин, С.Н.Филиппов	211
ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ КАМЕР С СЕТЧАТЫМИ И СПЛОШНЫМИ КАТОДАМИ	
В.А.Викторов, В.Ф.Куряцов, Д.Б.Новожилов	214
МНОГОВОЛОЧНЫЕ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ КАМЕРЫ ДЛЯ ШИРОКО-АПЕРТУРНОГО МАГНИТНОГО СПЕКТРОМЕТРА	
А.Н.Алексеев, Е.Т.Богданов, М.Е.Виншевский, А.М.Дышкин, Р.А.Меньшиков, А.А.Недосекин, В.А.Садиков, В.М.Чистилин	217
ИМПУЛЬСНОЕ ВЫСОКОВОЛЬТНОЕ ПИТАНИЕ КАК СПОСОБ УЛУЧШЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ КАМЕР ПРИ РАБОТЕ В ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКАХ	
В.И.Лаврентьев, А.А.Морозов, В.К.Милицын, В.В.Чуйко	220
РЕГИСТРАЦИЯ ПЕРВИЧНОЙ ИОНИЗАЦИИ В ГАЗЕ ЭЛЕКТРО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ КАМЕРОЙ С ПРОДОЛЬНОМ ДРЕЙФОМ МЕТОДОМ СЧЕТА КЛАСТЕРОВ	
В.А.Поляков, В.И.Рыкалин	223
ВОЗМОЖНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО СИГНАЛА В ПРОВОЛОЧНЫХ КАМЕРАХ С ПОМОЩЬЮ ПЛАСТИЧЕСКОГО СМЕСТИТЕЛЯ СПЕКТРА	
А.Д.Волков, Б.И.Залиханов, Е.В.Комиссаров, В.З.Сердюк, В.В.Сидоркин, И.С.Филиппов	226
ПРОВОЛОЧНЫЕ ФОТОДЕТЕКТОРЫ, РАБОТАЮЩИЕ В СИЛЬНО-ТОЧНОМ РЕЖИМЕ	
А.Ф.Бузулуцков, В.Г.Васильченко, Л.К.Турчанович	231
ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ ДЕТЕКТОР ЧАСТИЦ С АНОДАМИ В ВИДЕ ШАРИКОВ	
В.И.Травкин, Д.М.Хазинс	234

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАВИННОГО ДЕТЕКТОРА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ

Г.В.Карпенко, З.В.Круштейн, В.В.Токменин,
Д.М.Хазис, Н.Н.Хованский 237

ИССЛЕДОВАНИЕ ИСКРОВОГО РЕЗИСТИВНОГО СЧЕТЧИКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

С.К.Котельников, Л.П.Котенко 240

3. КАЛОРИМЕТРЫ С ИЗМЕРЕНИЕМ КООРДИНАТ

CALORIMETERS WITH POSITION MEASUREMENTS

WARM LIQUID CALORIMETRY IN THE UA1 EXPERIMENT

J.Sass 243

УРАНОВЫЙ АЛРОННЫЙ КАЛОРИМЕТР С ПРОВОЛОЧНЫМИ КАМЕРАМИ ДЛЯ ДЕТЕКТОРА ЛЗ

Д.А.Камышков 253

СНД - СФЕРИЧЕСКИЙ НЕЙТРАЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР ДЛЯ ВЭПП-2М

В.М.Аульченко, В.А.Аксенов, В.В.Анашин, П.М.Бесчастнов,
А.Д.Букин, В.В.Голубев, С.И.Долинский, В.П.Дружинин,
М.С.Дубровин, В.Н.Иванченко, М.Д.Минаков, Е.В.Пахусова,
А.Н.Цереткин, И.В.Редько, А.И.Романчук, Д.А.Тихонов,
С.И.Середняков, В.А.Сидоров, З.К.Сялгадзе, Д.В.Усов,
Д.М.Шатунов 262

КООРДИНАТНОЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО СПЕКТРОМЕТРА "ГЕПАРД-2000"

Д.М.Пищальников, Е.А.Разуваев 267

ХАРАКТЕРИСТИКИ МОДУЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО КАЛОРИМЕТРА СО СВЕТОСБОРОМ НА ОСНОВЕ СПИРАЛЕЙ ИЗ СПЕКТРОСМЕШИВАЮЩЕГО ВОЛОКНА

С.А.Акименко, В.И.Белоусов, А.М.Блик, В.С.Дацко, Г.В.Жолобов,
В.Г.Лапкин, И.В.Мануйлов, В.А.Поляков, Е.Д.Приходько,
В.В.Рахматова, В.И.Романовский, В.И.Рыкалин,
А.С.Соловьев 270

ПРИМЕНЕНИЕ ШИРОКОЗАБОРНЫХ ДРЕЙФОВЫХ КАМЕР ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТИЦ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЛИВНЕЙ

Д.А.Будагов, В.В.Глаголев, Э.Кладива, А.А.Омельяненко,
А.А.Семенов, Б.Ситар, И.Шпалек, А.М.Артыков 273

LOW TEMPERATURE CALORIMETERS AS PARTICLE DETECTORS

A.Giuliani 276

4. ДЕТЕКТОРЫ ЧЕРЕНКОВСКОГО И ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

CHERENKOV AND TRANSITION RADIATION DETECTORS

DESIGN OF THE FORWARD RICH COUNTER IN DELPHI AND

RESULTS FROM OPERATION OF A FULL-SCALE PROTOTYPE

P.Beltran, O.Botner, I.Dahl-Jensen, Ph.Dam, G.Damgaard,
M.Dris, W.Dulinski, T.Ekelöf, A.Hallgren, I.Herbst,
H.Johansson, B.Koene, P.Kokkinias, P.Kostarakis,
G.Lenzen, P.Lorenz, A.Markou, L.Mattsson, J.Michalowski,
B.S.Nielsen, K.Pankoski, G.Polok, J.Thadome, M.Turala,
J.Werner, E.Zevdolatakos 286

ANALYSIS OF CHERENKOV RINGS MEASURED WITH THE FINAL CHAMBERS OF THE DELPHI BARREL RICH

D. Bloch, M. Dracos, W. Dulinski, D. Husson, P. Juillot, M. Schaeffer, E. Aria, J. D. Berst, E. Christophel, J. P. Froberger, N. Mayet 299

СПЕКТРОМЕТР КОЛЕЦ ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УСТАНОВКИ "НЕЙТУН"

A. H. Васильев, O. A. Грачев, A. A. Деревников, B. И. Крыжкин, A. И. Ронкин, B. B. Рыкалин, B. Л. Соловьянов, B. A. Качатуров 309

РАЗРАБОТКА ЧЕРЕНКОВСКИХ СЧЕТЧИКОВ НА ОСНОВЕ АЭРОГЕЛЯ И ФОТОПРИЕМНИКОВ, РАБОТАЮЩИХ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

B. A. Аксенов, П. И. Бесчастнов, A. И. Воробьев, A. П. Окучин, Ю. A. Тихонов, A. Г. Шамов, A. И. Шуваро, B. Л. Кузнецов 313

СИМТИЛЛЯЦИОННО-ЧЕРЕНКОВСКИЙ ГЕТЕРОГЕННЫЙ ДЕТЕКТОР ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ В ДИАПАЗОНЕ 50+300 МЭВ

B. B. Гаврилов, Д. Г. Грышук, П. В. Дегтяренко, B. B. Ефременко 316

ДЕТЕКТОР ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО ИЗМЕРЕНИЮ АСИММЕТРИИ В β -РАСПАДЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ Σ^- -ГИПЕРОНОВ

B. A. Андреев, A. A. Воробьев, Г. E. Гаврилов, B. T. Грачев, A. C. Денисов, A. Г. Крижич, Д. M. Селиверстов, H. H. Самарнов, H. K. Терентьев, И. И. Ткач, B. A. Щегальский, S. Y. Hsueh, D. Miller, J. Tang, R. Winston, G. Zapalac, E. C. Swallow, J. P. Berge, A. E. Brenner, P. Graftstrom, E. Jastrzebski, J. Lach, J. Murriner, R. Raja, V. J. Smith, E. McCliment, C. Newson, E. W. Anderson, P. S. Cooper, P. Razis, L. J. Teig 319

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РИИ-ДЕТЕКТОРОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА УНК

A. T. Азунджян, K. Г. Антонян, C. A. Канкян, A. Г. Оганесян 326

5. КРЕМНИЕВЫЕ КООРДИНАТНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

POSITION-SENSITIVE SILICON DETECTORS

SILICON SEMICONDUCTOR COORDINATE DETECTORS

R. Leiste 332

SILICON DRIFT CHAMBER

G. Hall 344

6. ЭЛЕКТРОНИКА

ELECTRONICS

FWCHA AND FWCHB AND ITS ELECTRONICS IN THE DELPHI-DETECTORS
M. Pernicka 354

READOUT ELECTRONICS FOR DIFFERENT APPLICATION REQUIREMENTS OF MICROSTRIP POSITION SENSITIVE DETECTORS

V. Speziati, P. F. Manfredi, D. Marioli 362

ЭЛЕКТРОНИКА НОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ИЯФ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ	
В.М.Аульченко, С.Е.Бару, Г.А.Савинов	371
ОРГАНИЗАЦИЯ РАБОТЫ РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ АППАРАТУРЫ В СТАНДАРТЕ ФАСТБАС НА ЛИНИИ С ЭВМ	
А.Н.Парфенов, В.А.Смирнов	374
РАЗРАБОТКА МОДУЛЕЙ В СТАНДАРТЕ ФАСТБАС ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ АНАЛОГОВОЙ ИНФОРМАЦИИ С МНОГОКАНАЛЬНЫХ КООРДИНАТНЫХ ДЕТЕКТОРОВ	
М.Вейс, В.С.Королев, А.Н.Парфенов, А.В.Пиляр, Е.Хмелевски	377
ЗАРЯДОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ (НЕКОТОРЫЕ ОБОБЩЕНИЯ)	
Р.Н.Краснокутский, Н.Н.Федякин, Р.С.Шувалов	382
СТРОБИРУЕМЫЙ ИНТЕГРАТОР	
Р.Н.Краснокутский, Л.Л.Курчанинов, В.В.Тихонов, Н.Н.Федякин, Р.С.Шувалов	385

7. РАЗНОЕ

MISCELLANEOUS

КООРДИНАТНЫЙ ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ ДЕТЕКТОР С БЕСФИЛЬМОВЫМ СЪЕМОМ ОПТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ПОИСКУ $n\bar{n}$ - ОСУЩАЛЯЦИИ НА МЕЗОННОЙ ФАБРИКЕ ИЯИ АН СССР	
В.А.Гладышев, О.Н.Гончаренко, В.В.Зильберг, Е.А.Монич, Д.В.Мусизенко, А.Л.Проскуряков, Т.П.Филиппова	387
МЕТОД БЫСТРОГО ОТВОРА ЧАСТИЦ ПО ИМПУЛЬСУ	
В.И.Крышкин, А.И.Ронжин	391
ГОЛОСКОПЫ НА ОСНОВЕ ГОЛОСКОПИЧЕСКИХ ФЭУ И СЦИНТИЛ- ЛЯЦИОННЫХ БОЛОКОН	
Т.В.Алимова, В.Г.Васильченко, А.М.Горин, А.А.Зайченко, Ю.М.Протопопов, В.Е.Рахматов, В.И.Рикалин	395
УПРАВЛЯЕМАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЯХ	
Е.М.Гушин, А.Н.Лебедев, С.В.Сомов, Г.И.Типографшик	398

8. СПИСОК УЧАСТНИКОВ

<u>LIST OF PARTICIPANTS</u>	401
---------------------------------------	-----

CONTENTS

1. EXPERIMENTAL SET-UPS IN HIGH ENERGY PHYSICS

The Universal Calorimetric Detector - the Set-up for Colliding Beams Experiments		
A. P. Vorobjev	16	
Начальные характеристики проекционной камеры ТОПАЗ на ускорителе ТРИСТАН		
С. Ивата	24	
Детектор ДЕЛФИ: новые особенности и состояние		
Х. Хилке	35	
Детектор КЛЕО П		
Д. Л. Хартилл	45	
The Detector KEDR Proposal		
V. V. Anashin, E. V. Anashkin, V. M. Aulchenko et al. Presented by A. P. Omuchin	58	
Большая цилиндрическая дрейфовая камера для спектрометра BES на коллайдере BEPC		
Бай Джинг-жи и др. Представлено Ма Джи-Мао		67
Эксперименты с ядерными пучками высоких энергий в Брукхевене: от AGS до RHIC		
Т. В. Ладлем	85	
Обзор мюонных детекторов и триггерных систем на адронных коллайдерах		
К. Ванкер	99	
The Muon Spectrometer of the "Target Neutrino" Facility		
M. Vinde, I. A. Golutvin, V. Kh. Dodokhov et al. Presented by D. Pose	115	
The Muon Magnetic Spectrometer for ANI Experiment		
T. L. Amatiani et al.	120	
The IHEP Drift Chamber System for IHEP-JINR Neutrino Detector		
N. I. Bozhko, A. A. Borisov, N. K. Bulgakov et al. Presented by A. S. Kozhin	125	
The Tracking System of the KMD-2 Detector		
E. V. Anashkin, V. M. Aulchenko, S. E. Baru et al. Presented by G. F. Fedotovitch	129	

The Large Surface Position Detector Based on the Streamer Tubes V.M.Aulchenko, B.O.Bibusinov, L.M.Kurdadze et al. Presented by M.Yu.Lelchuk	I32
MWPC Wide Aperture Magnetic Spectrometer R.O.Avakyan, A.E.Avetisyan, R.B.Aivazyan et al. Presented by E.M.Matevosyan	I35

2. POSITION-SENSITIVE GASEOUS DETECTORS

Современное развитие координатно-чувствительных газовых детекторов Ф.Саули	I38
Ограничения пространственного разрешения в индукционной дрейфовой камере, связанные с флуктуациями иониза- ционных потерь А.Х.Валента	I49
Исследование и развитие камеры с временной растяжкой Г.М.Фиртель	I63
Z - детектор эксперимента ЛЗ К.Дайтерс	I72
Внешняя Z - дрейфовая камера для детектора НИ на ускорителе ГЕРА П.Костка	I78
Efficiency and Position Resolution of the High Pressure Drift Chamber with Hydrogen and Helium Filling V.A.Andreev et al. Presented by A.G.Krivshich	I85
Proportional Chambers with High Uniform Gas Ampli- fication for Transition Radiation Detector V.A.Andreev et al. Presented by A.G.Krivshich	I89
Construction and Production of the Large MWPC N.S.Amaglobeli et al. Presented by L.N.Glonti	I94
The Sectoring Drift Chamber for Experiment for Research of the Rare Pion-Nuclear Reactions at the Moscow Meson Factory V.I.Kovinsky et al. Presented by V.A.Krasnov	I99

Self-Quenching Streamer Drift Chambers with 2.5 x 1.9 m ² Dimension G.V.Borisov et al.	
Presented by T.A.Lomtadze	202
Drift Tubes for the Sigma-M Spectrometer D.S.Denisov et al.	205
The Mini-Drift Chamber Yu.A.Davydov et al.	
Presented by I.E.Chirikov-Zorin	208
Coordinate Wire Detectors for the KASPIJ Set-Up A.A.Baldin et al.	
Presented by V.S.Pantuev	211
Performance of the Proportional Chambers with Wire Mesh and Foil Cathodes V.A.Victorov et al.	214
MWPC for the Wide Aperture Magnetic Spectrometer A.N.Alekseev et al.	
Presented by R.A.Menjschikov	217
Pulse H.V.Supplay as a Way of Improving Proportional Chamber Performance in Working with Intense Particle Beams V.I.Lavrentjev et al.	
Presented by V.K.Myalitsin	220
Primary Ionization Registration in Gases by the Electroluminescence Chamber with Longitudinal Drift Based on the Cluster Count Method V.A.Polyakov, V.I.Rykalin	223
Possibility of the Electroluminescence Signal Registration in Wire Chambers with the Help of Elastic WLS A.D.Volkov et al.	
Presented by V.A.Serdyuk	226
Wire Photodetectors Operating in a High-Current Regime A.F.Buzulutskov et al.	231
A Gas Discharge Particle Detector with Ball-Shape Anodes V.I.Travkin, D.M.Khazins	234
Research of the Avalanche Relativistic Particle Detector G.V.Karpenko et al.	
Presented by D.M.Khazins	237

Research of the Charge Particle Spark Resistive Counter	
S.K.Kotelnikov, L.P.Kotenko	240

3. CALORIMETERS WITH POSITION MEASUREMENTS

Калориметр с теплой жидкостью в эксперименте UA-I	
Ж.Сасс	243
The L3 Uranium Hadron Calorimeter with Wire Chambers	
Yu.A.Kamyshkov	253
SND - Spherical Neutral Particle Detector for VEPP-2M	
V.M.Aulchenko et al.	
Presented by S.I.Serednyakov	262
Space and Energy Resolution of the Electromagnetic Spectrometer GEPARD-2000	
Yu.M.Pischalnikov, E.A.Rasuvaev	267
Performance of the Electromagnetic Calorimeter Module with Spiral Fiber WLS Light Collection	
S.A.Akimenko et al.	
Presented by V.A.Polyakov	270
Application of Wide-Gap Drift Chambers for Electromagnetic Shower Detection	
Yu.A.Budagov et al.	
Presented by B.Sitar	273
Низкотемпературные калориметры в качестве детекторов частиц	
A.Джулиани	276

4. CHERENKOV AND TRANSITION RADIATION DETECTORS

Разработка переднего счетчика образа черенковского кольца и результаты работы полномасштабного прототипа	
П.Белтран и др.	
Представлено Т.Экелеф	286
Анализ черенковских колец измеренных окончательным вариантом камеры в цилиндрическом детекторе образа черенковских колец установки ДЕЛФИ	
Д.Влох и др.	299
The RICH Spectrometer of the NEPTUN Experiment	
A.N.Vasiljev et al.	
Presented by V.I.Kryashkin	309

Design of the Aerogel Cherenkov Counters Based on the
Photo-Receivers, Operating in the Magnetic
Field

V.A.Aksenov et al.

Presented by A.I.Vorobjev 313

The Scintillation and Cherenkov Detector for Neutron
Detection in the Energy Range 50-300 MeV

V.B.Gavrilov et al.

Presented by Yu.V.Efremenko 316

The Transition Radiation Detector of Electrons
in Experiments for Asymmetry Measurements in

β^- -Decay of the Polarized Σ^-

V.A.Andreev et al.

Presented by N.N.Smironov 319

Application of the RTR-Detectors in UNK Experiments

A.T.Avudzhyan et al.

Presented by A.G.Oganesyan 326

5. POSITION-SENSITIVE SILICON DETECTORS

Кремниевые полупроводниковые координатные детекторы

Р.Ляйсте 332

Кремниевая дрейфовая камера

Г.Холл 344

6. ELECTRONICS

FWCNA и FWCNB и их электроника в детекторе ДЕКОН

М.Пернике 354

Считывающая электроника для различных применений микро-
стриповых координатно-чувствительных детекторов

В.Специали, П.Ф.Манфреди, Д.Мермоли 362

New IMP Detector Electronics for Experiments
at Colliders

V.M.Aulchenko, S.E.Varu, G.A.Savinov 371

Organization of On-Line Operation Read-Out
Apparatus in FASTBUS Standart

A.N.Parfenov, V.A.Smironov 374

Design of the FASTBUS Moduls for Analogues Read-Out for Multi-Channels Position Detectors M.Veiss et al.	
Presented by A.V.Pilyar	377
Charge-Sensitive Amplifier (Some Generalizations)	
R.N.Krasnokutskij, N.N.Fedyakin, R.S.Shuvalov	382
Gated Integrator	
R.N.Krasnokutskij et al.	385

7. MISCELLANEOUS

Position Gas Discharge Detector with Filmless Optical Read-Out for $\bar{n}n$ Oscillation Search Experiment at INR AS USSR Meson Factory	
V.A.Gladyshov, O.N.Goncharenko, V.V.Zilberg et al. . .	387
The Method of the Fast Momentum Selection Trigger	
V.I.Kryshkin, A.I.Ronzhin	391
Scintillation Fiber Detectors with Hodoscopic PM	
T.V.Alimova, V.G.Vasilchenko et al.	395
Feasibility of Triggering Emulsion Detectors	
E.M.Gushchin et al.	398

8. List of Participants401
-----------------------------------	------

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ EXPERIMENTAL SET-UPS IN HIGH ENERGY PHYSICS

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЙ ДЕТЕКТОР - УСТАНОВКА ДЛЯ ВЫПОЛНЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ

А. П. Воробьев

Институт физики высоких энергий, Серпухов

В настоящее время в ИФВЭ (Серпухов) ведется подготовка экспериментов на встречных протон-протонных пучках УНК. Для этого предполагается иметь три экспериментальных установки. Одной из них является универсальный калориметрический детектор (УКД), проработка которого идет уже около двух лет. Создание установки планируется завершить к 1996 году. Экспериментальная программа УКД включает в себя как проверку предсказаний стандартной модели (СМ) сильных и электрослабых взаимодействий, так и поиск эффектов, выходящих за рамки СМ, с целью решения неразрешимых внутри нее трудностей и построения основ более фундаментальной теории.

Предполагается, что ускорительно-накопительный комплекс (УНК) ИФВЭ обеспечит следующие параметры для установки УКД:

энергия взаимодействия

$$\sqrt{S} = 6 \text{ ТэВ};$$

светимость

$$> 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1};$$

поперечный размер пучков

в области столкновения

$$100+200 \text{ мк};$$

длина области взаимодействия

$$10+15 \text{ см};$$

свободная зона для размещения

экспериментальной установки

$$40 \text{ метров.}$$

Экспериментальная программа, которую планируется выполнить на установке УКД, накладывает следующие требования на установку:

- установка должна иметь 4 π -геометрию как для заряженных, так и нейтральных частиц;

- идентифицировать и измерять импульсы e^{\pm} , γ , μ^{\pm} ;

- регистрировать ливни;

- измерять пространственную и энергетическую топологию событий;

- определять знаки треков заряженных частиц;

- измерять пробеги короткоживущих частиц;

- обладать высоким пространственным и энергетическим разрешением;
- иметь хорошее разрешение по поперечному импульсу;
- иметь высокое быстродействие;
- иметь достаточную радиационную стойкость.

В настоящее время ведется проектирование установки. Основные решения по ее компоновке уже приняты. Какой установка видится сегодня, показано на рис. 1, 2, где представлены ее продольный и поперечный разрезы.

УКД состоит из центральной части, двух торцевых и двух внешних частей. Все части содержат трековые системы, электромагнитный и адронный калориметры и мюонные спектрометры. Центральная часть включает, кроме того, детектор переходного излучения и сверхпроводящий соленоид. Она перекрывает интервал углов θ примерно от 30° до 150° , что соответствует интервалу псевдобыстрот $|\eta| < 1,3$. Торцевые детекторы перекрывают углы θ от 5° до 30° и от 150° до 175° (область псевдобыстрот $1,3 < |\eta| < 3$). Частицы, вылетающие под малыми углами ($0,7 < \theta < 5^\circ$, $175 < \theta < 179,3^\circ$, $3 < |\eta| < 5$) регистрируются внешними детекторами.

Место пересечения пучков окружено системой дрейфовых камер, находящихся в магнитном поле напряженностью 1,5 Тл, создаваемом сверхпроводящим соленоидом.

Непосредственно вблизи области пересечения пучков размещается вершинный детектор. Он состоит из двух частей: полупроводникового детектора и вершинной дрейфовой камеры.

Полупроводниковый детектор состоит из трех слоев микростриповых кремниевых пластин, расположенных в непосредственной близости от точки взаимодействия на радиусах от 4 до 5 см. Каждый слой будет представлять собой двенадцатигранник, грани которого разделены на 2 части по длине. Общая длина внутренней части полупроводникового вершинного детектора ~ 25 см, т.е. в состав детектора войдет 72 кремниевых пластины длиной около 12 см и шириной 5 см, толщиной 300 мк. Шаг полосок 20 мк.

В таком детекторе ожидается восстановление координат треков частиц с точностью 5 мк. Полное число каналов электроники около 60 тысяч.

В качестве вершинной дрейфовой камеры предполагается использовать 10-слойную цилиндрическую камеру, работающую при давлении 3+4 атм. Размеры вершинной дрейфовой камеры:

- | | |
|----------------------|--------|
| - внутренний диаметр | 10 см |
| - внешний диаметр | 18 см |
| - длина | 100 см |

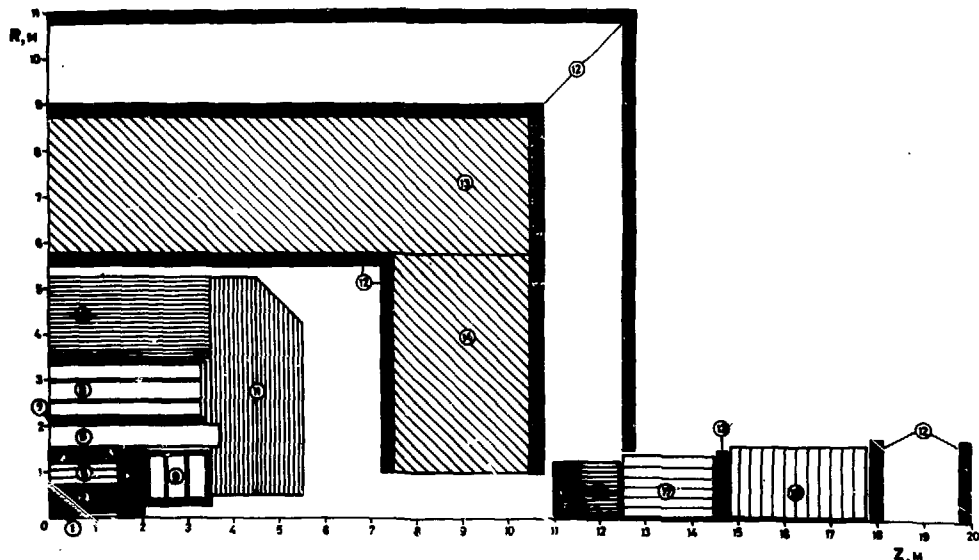


Рис.1. Продольный разрез УКД (1 - верхний детектор; 2,3,4,15 - центральная, торцевая, наружная и внешняя дрейфовые камеры; 5 - детектор переходного излучения; 6 - сверхпроводящий соленоид; 7 - сцинтилляционные счетчики; 8,9 - центральный и торцевой жидкоаргоновые калориметры; 10,11 - кэтчер; 12 - дрейфовые трубки; 13,14,18 - немагнитная сталь; 16,17 - электромагнитный и адронный спектрометры полного поглощения).

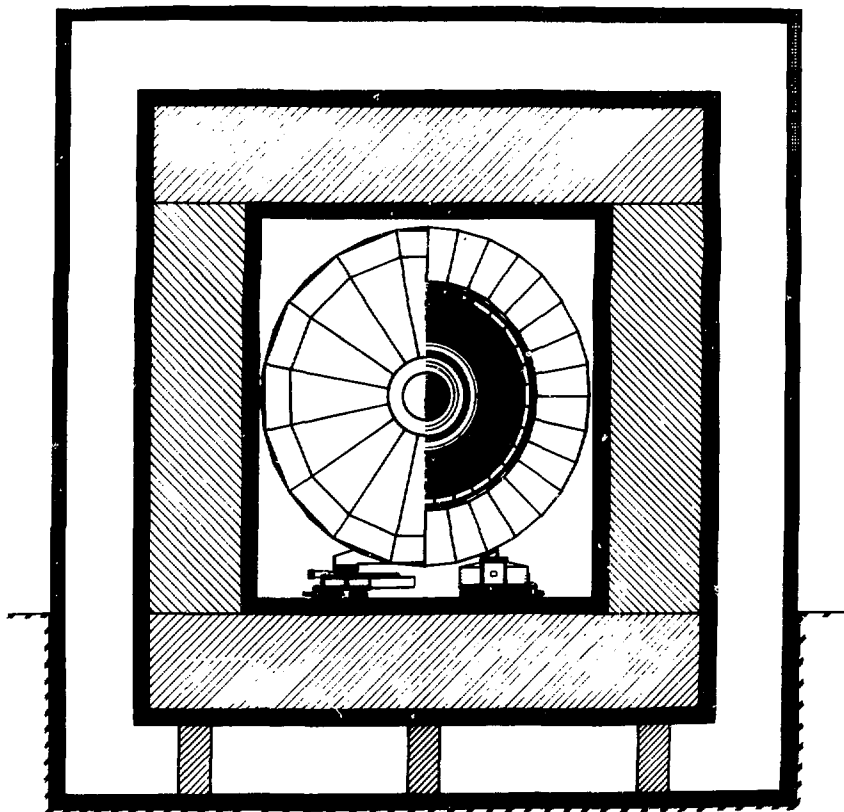


Рис.2. Поперечный разрез УЦД.

Выбором газовой смеси и электрического поля в дрейфовом промежутке, а также за счет повышения давления в камере ожидаемая точность определения координаты частицы в $R-\varphi$ -плоскости, перпендикулярной к вектору напряженности магнитного поля, составляет 20 мк. Для определения Z -координаты частицы будет использоваться метод разделения заряда на резистивной проволоке, что обеспечит точность по этой координате около 5 мм. Для более точного определения Z -координаты в дрейфовую камеру верхинного детектора будут введены два слоя катодных полос, что уменьшит погрешность измерения этой координаты до ~ 100 мк. Число сигнальных проволок в этой камере 1000. Число Z -полосок - 500.

Размер центральной дрейфовой камеры:

- внутренний диаметр	18 см
- внешний диаметр	140 см
- длина	300 см

Сигнальные проволоки (всего 10000 штук) натянута вдоль оси столкновения пучков. Камера имеет 100 слоев. Проволоки в соседних слоях наклонены на угол ± 50 мрад относительно друг друга для получения стереопроекций. Плоскости всех проволок (сигнальных, фокусирующих и формирующих поле) повернуты на угол 6° по отношению к радиальному направлению, что компенсирует смещение дрейфующих электронов в магнитном поле установки. Погрешность определения координат частиц в $R-\varphi$ -плоскости ~ 50 мк. При этом пространственное разрешение по Z -координате составит 1 ± 2 мм. Для измерения плотности ионизационных потерь частиц с точностью $\sim 5\%$ и дополнительного измерения Z -координат частиц методом разделения заряда, что необходимо для улучшения разделения неоднозначностей при реконструкции треков, съем сигналов будет осуществляться с двух концов каждой сигнальной проволоки.

Наружная дрейфовая камера, расположенная за детектором переходного излучения, имеет внутренний диаметр 240 см, внешний 280 см. Ее конструкция аналогична конструкции центральной камеры. Она имеет 16 слоев сигнальных проволок и точность восстановления координаты частицы в $R-\varphi$ -плоскости 100 мк.

Ее основное назначение - существенно уменьшить погрешность в определении импульсов частиц.

Торцевые дрейфовые камеры имеют радиальное расположение сигнальных проволок и состоит из 20 плоскостей каждая. Катоды камер выполнены в виде секционированных концентрических колец. Информация, снимаемая с катодов и анодных проволок, даст возможность определить координаты частиц в $R-\varphi$ -плоскости с точностью 100 мк.

Внешние дрейфовые камеры расположены на расстоянии 11 м от места встречи пучков. Они имеют те же размеры и конструкцию, что и торцевые камеры.

Все дрейфовые камеры содержат около 50 тыс. сигнальных электронов.

Моделирование прохождения частиц через центральную трековую систему УКД показывает, что она может обеспечить точность в определении импульса частиц $\sigma(P)/P = 10^{-3}$ Р ГэВ.

Между центральной и наружной дрейфовыми камерами расположен детектор переходного излучения (ДПИ). Его задача - идентификация электронов как одиночных, так и в струях. Он состоит из 18 слоев "радиатор-детектор". Радиатор набирается из полипропиленовых фольг

толщиной - 15 мк. Их полная толщина 2 г/см^2 (около $0,65$ радиационных длин). Детекторы представляют собой пропорциональные камеры. Анодные проволоки натянуты вдоль оси Z с шагом 3 мм. Рабочий газ: 30% ксенона + 65% гелия + 5% изобутана. Полное число каналов электроники - 60 тыс.

Характеристики ДПИ моделировались с помощью программы, проведенной на действующих детекторах. В результате моделирования получено, что при использовании метода счета кластеров, в интервале энергий от 2 до 50 ГэВ вероятность принять адрон за электрон составляет $0,5 \pm 1,0\%$, а при энергиях $E > 50$ ГэВ режекция ДПИ ухудшается с 10^{-2} при 50 ГэВ до 10^{-1} при $E > 100$ ГэВ.

Калориметрическая часть УКД включает 5 калориметров: центральный, два торцевых и два внешних.

Ближняя к точке пересечения пучков часть всех калориметров - электромагнитная, за ней расположена адронная часть. Центральный и торцевые калориметры - жидкоаргоновые ионизационные калориметры. Их электромагнитная часть содержит конверторы из свинца и/или урана. Толщина одного конвертора - $0,6$ радиационных длин. Суммарная толщина электромагнитного калориметра - 27 рад.единицы.

Сигнальные электроды имеют форму ячеек, вытравленных на фольгированном стеклотекстолите. Размер ячеек в электромагнитной части жидкоаргонового калориметра: $\Delta\varphi \Delta\eta = 0,025 \times 0,025$ для $|\eta| < 1,3$; $\Delta\varphi \Delta\eta = 0,025 \times 0,05$ для $1,3 < |\eta| < 2$ и $\Delta\varphi \Delta\eta = 0,05 \times 0,1$ для $2 < |\eta| < 3$. В радиальном направлении ячейки соединяются параллельно в группы, образуя три электромагнитные (с длиной 2; 10 и 15 рад.ед) "башни" с фиксированным $\Delta\varphi \times \Delta\eta$. Всего электромагнитная часть жидкоаргоновых калориметров содержит около 10^5 "башен" (каналов электроники). Ожидаемые характеристики: энергетическое разрешение $\delta(E)/E = 0,12 \times E^{-1/2}$, пространственное разрешение $\delta(X) = 10 \times E^{-1/2}$ мм (E в ГэВ), коэффициент режекции адронов $10^{-2} \pm 10^{-3}$.

Адронная часть жидкоаргоновых калориметров содержит конверторы из урана и/или стали. Полная толщина вещества в адронной части около пяти ядерных длин (в случае использования урана), что достаточно для поглощения 92% энергии адрона с импульсом 10 ГэВ/с и 87% энергии при импульсе адрона 500 ГэВ/с. Размер сигнальных электродов в адронной части жидкоаргонового калориметра вдвое больше, чем в электромагнитной. В радиальном направлении адронный калориметр имеет два сегмента.

Часть энергии адронного ливня, выходящего из жидкоаргонового калориметра, регистрируется в кэтчере, который представляет собой "сэндвич" из стали и стримерных трубок. Одновременно кэтчер используется для замыкания магнитного потока, создаваемого сверхпроводящим соленоидом. Толщина кэтчера около семи ядерных длин. Расчетное энер-

гетическое разрешение всего адронного калориметра $\delta(E)/E = (0,6 + 0,8)E^{-1/2}$ (E в ГэВ в области $3+300$) ГэВ.

Внешние калориметры расположены на расстоянии ~ 12 м от места пересечения пучков. В центре калориметров проходит вакуумная камера ускорителя (диаметр ~ 10 см). Внешний диаметр электромагнитного калориметра $-2,5$ м, адронного $-2,8$ м. Как электромагнитный, так и адронный калориметры - типа "сэндвич". В качестве детектора в них могут быть использованы сцинтилляционные и полупроводниковые счетчики. Материал конверторов в электромагнитных калориметрах - уран или свинец, в адронных - сталь. Толщина электромагнитного калориметра - 27 рад.ед., адронного - 14 ядерных длин. Калориметры имеют ячеистую структуру. Размер ячейки - 50×50 мм² в электромагнитной части и 100×100 мм² - в адронной.

Информация с калориметров установки будет использована не только для определения энергии частиц, но и для идентификации мюонов.

Мюонный спектрометр установки включает в себя фильтр из намагниченной до $1,5$ Тл стали толщиной 2 метра при $|n| < 1,5$ и толщиной $3+4$ метра в направлениях вперед-назад. Все фильтры намагничены таким образом, что поток индукции направлен перпендикулярно направлению движения встречных пучков.

В качестве координатных детекторов предполагается использовать дрейфовые трубки в пропорциональном или стримерном режимах. Детекторы размещаются в трех слоях. Один из слоев находится по радиусу сразу же за катодом, а два других за железным фильтром на расстоянии 3 м друг от друга. Возможны два варианта компоновки трубок в слоях. В первом варианте каждый слой содержит три плоскости трубок, при помощи которых измеряются координаты x , u , y , с ошибкой 300 мк. Во втором варианте в каждом слое используются две плоскости трубок для измерения x -и y -координат, а третья координата, необходимая для разрешения неоднозначности в случае регистрации более одной частицы, определяется с погрешностью несколько см при помощи метода деления заряда или по задержкам сигналов на концах трубок. Второй вариант более экономный с точки зрения количества трубок (около 13 тыс.м² вместо 20 тыс.м²), но электроника для него заметно сложнее. Ориентировочный диаметр дрейфовой трубки ~ 50 мм, длина - $5+10$ м, материал - алюминиевый сплав, количество трубок (в I-м варианте) около - 10^5 , вес - 300 т.

Мюонный спектрометр дает возможность измерить импульс мюона с точностью $10+20\%$ в области до 1 ТэВ/с, определить знак их заряда и существенно улучшить идентификацию.

При запланированной светимости УНК система сбора данных с детектора должна будет обеспечить фактор отбора событий не хуже 10^7 . Для этого нами предполагается использовать трехуровневую систему отбора событий, в которой на первом уровне триггер вырабатывается быстрыми аналоговыми схемами на основе информации от калориметров при грубом объединении ячеек в сегменты, на втором уровне - специализированными цифровыми процессорами на основе оцифрованной информации от калориметров и мюонного детектора, и, наконец, на третьем уровне - достаточно мощными универсальными процессорами на основе полной оцифрованной информации о событии, включая центральную трековую систему.

Система сбора данных и управления установкой будет включать в себя программное и аппаратное обеспечение набора микропроцессоров триггера третьего уровня и нескольких ЭВМ, выполняющих *on-line* обработку и управление в реальном масштабе времени.

Вычислительные средства, входящие в систему сбора данных, связываются локальной вычислительной сетью, внедрение которой позволит участникам эксперимента обмениваться информацией, иметь выход на мощности вычислительного центра для обработки и анализа данных, развивать программное обеспечение непосредственно из лаборатории, а также на месте получать необходимую информацию о ходе эксперимента.

INITIAL PERFORMANCE OF TOPAZ TPC AT TRISTAN

S. Iwata

National Laboratory for High Energy Physics (KEK)

Japan

1. Introduction

The TOPAZ is a large aperture, general purpose spectrometer for electron-positron collision experiment at the TRISTAN. With the Time Projection Chamber (TPC) employed as the central tracking device, the detector configuration shown in Fig. 1 combines such capabilities as very good nonprojective particle tracking, good particle identification and good three-dimensional electromagnetic energy measurement.

The TPC, the key element of TOPAZ, is just a large-cell drift chamber. It is very simple in concept, but is complicated in practice. Its operational principle is the electron drift along magnetic field lines and the wave form sampling at detection ends. Having to make an accurate map of track electrons produced in a large gas volume, the uniformities in the electron drift and in readout electronics are a decisive factor for TPC performance. In actual cases, therefore, ultimate performance is only achieved after various calibrations and corrections.

The whole assembly of the TOPAZ detector was tested with cosmic rays since Dec. 1986, and has been very successfully operated from May 1987 in the colliding beam at TRISTAN. This talk presents the operational experience and the preliminary performance of the TOPAZ TPC observed in this first beam time. The overall system of TPC and the readout electronics are described elsewhere^{/1,2/}. The first physics results have been reported in several conferences^{/3/}.

2. The TOPAZ TPC

The dimension of TOPAZ TPC is 300 cm in axial length and 260 cm in diameter. The basic element of the pressure vessel is two cylinders of vacuum impregnated voidless GFRP. It also acts as a good electrical insulator. Very uniform drift

TOPAZ DETECTOR

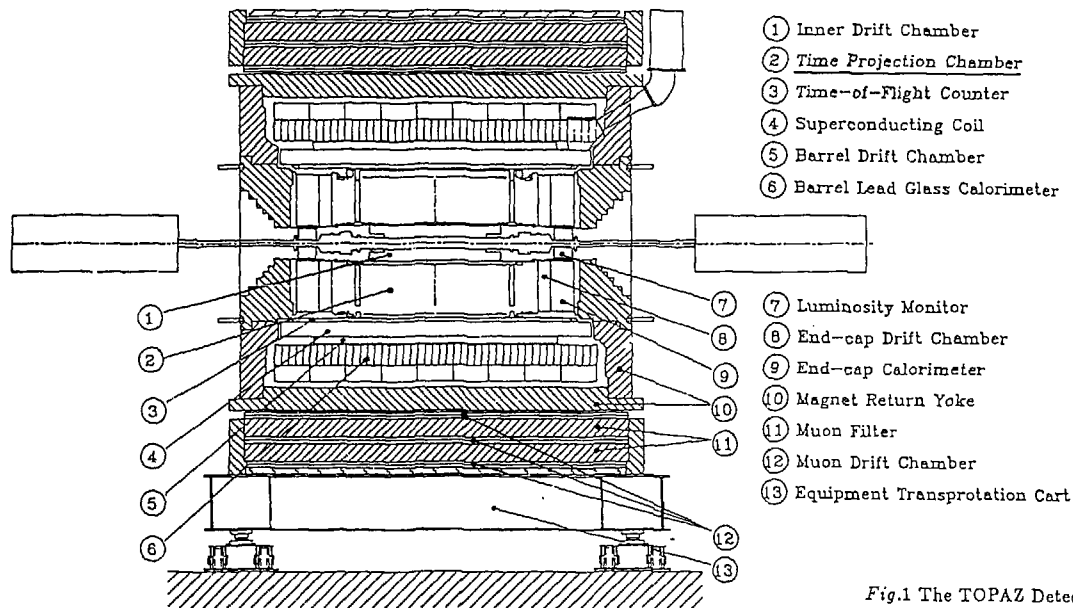


Fig.1 The TOPAZ Detector.

field is formed by the fine field cage inside the vessel. The cage is made of 8 GFRP boards with thin conductive fins regularly spaced on them. A negative high voltage applied to the central cathode of stainless steel mesh is graded by a precision resistor chain connected to the fins. This configuration was chosen so that local field distortion due to possible charge accumulation on dielectric material quickly dies down in radial direction and also that a space is available for introducing laser beam through outside the active gas volume. Electrical insulation is eased by equipotential rings placed on the interior surfaces of the GFRP cylinders. This assembly was tested up to 100 kV with 4 atm P10 gas.

Each end of the drift volume facing the central cathode is covered by 8 multiwire proportional chambers (called the sectors) which detect arriving electron clusters. The trapezoidally shaped sector has three wire planes (the gating grid, the shielding grid and the signal wire plane) and a cathode. The gating grid acts as an electric shutter for drifting electrons and provides in a steady state the guiding field twice that of the main drift volume. It is set at 121.5 cm from the central cathode within ± 0.2 mm. The interior surfaces of the sector side walls carry field restoring strips in order to maximize the active space between sector boundaries^{/4/}.

The signal wire plane samples particle tracks 175 times at 4 mm intervals in radial direction. The cathode plane on the other hand contains 10 rows of pads etched on a multilayered PC board for orthogonal coordinate measurements. The number of track sampling for momentum measurement in our TPC was chosen minimum because we have another 10 sampling points in the inner drift chamber. Each pad is about 12×10 mm², depending on the row, with a 2 mm deep zig-zag boundary, and physically covers 3 signal wires^{/5/}.

Charge sensitive preamplifiers for both the signal wires (175/sector) and the pads (512/sector) are directly mounted on the sector PC boards. The heat dissipation amounting to about 80W/sector is efficiently taken away by water cooling. The preamplifier signals are sent via 40 m long cables to the shaping amplifiers, and are then continuously stored into CCD's at 10MHz. The digitization of CCD outputs is performed at 33 kHz. The pedestal is automatically subtracted and pre- and post-history around each recognized signal peak are recorded. The shaping amplifier outputs are also fed to discriminators to provide logic OR signals for triggering purpose.

3. Calibration

The TPC being a completely "analogue" device, it does not go without a big effort on calibration. Prior to installation, careful measurements were made for every sector on the geometry of wires and pads and also on the gas gain along all the wires. The results were recorded as the data base for later use. The gas gain turned out to be quite uniform, showing only a 1.9% rms variation over the sector. The uniformity of magnetic field bears a special importance to TPC performance. A

great effort was therefore put into the precise magnetic field mapping of the TOPAZ superconducting solenoid (2.6 m in diameter and 5.0 m in length), and the radial and azimuthal components were measured to 100 ppm at 1 Tesla^{16/}. These nonaxial components due mostly to return current flowing just outside the single-layered solenoid give detectable effects on 1.2 m electron drift. But our field map data are good enough to correct for this stationary distortion effect.

The TOPAZ TPC is equipped with various tools for calibration listed in Table 1. Nitrogen laser beam creates in the chamber gas a line of dense electrons, thus very well simulating a straight particle track without delta-rays. It is used, among others, to establish the cathode pad response for tracks under different conditions, to study sector alignment and to study systematic shifts in electron drift path. A preliminary study has already shown that the observed shift reproduces the calculation. The gas gain, on the other hand, sensitively changes with the gas density, so that each sector has 5.9 keV x-ray sources on 3 rods which are pneumatically opened at will. Also, several test functions listed in the Table are integrated into the readout electronics system. Needless to say, real particle tracks should be the key elements to finalize the necessary calibrations and corrections.

4. Operation

The TPC had been tested with P10 gas at 4.0 or 3.5 atm, but 3.5 atm was chosen for experiment. The premixed gas is purified/recirculated at the rate corresponding to about one replacement of the whole gas volume every 7 hours. The O₂ impurity is quickly reduced in this process to less than 1 ppm. On the other hand, the H₂O is the main component of outgas from GFRP surfaces. In a start-up period, it took about 3 weeks of continuous operation to make it 5 ppm or less. We now observe the effective drift attenuation of 5%/m. The gas pressure is regulated to 10⁻³, the CH₄ composition to 0.2%, and the temperature to 0.1°C when monitored at the gas outlet. Consequently, the run-to-run gain variation was 1% or less and does not yet call for its correction.

The basic structural and operating parameters are listed in Table 2. The negative high voltage of 43.75 kV regulated to 10⁻⁴ is applied to the central cathode via a specially made coaxial cable, generating the drift field of 100 V/cm/atm. Under these conditions, the electron drift velocity was determined with cosmic rays to be 5.3 cm/usec, which is in close agreement with the existing data^{17/}. We have experienced no problem with this high voltage system. The high voltage tripped down only when the circulating beams were accidentally lost. Since this system has spark gaps in the resistor chain for protection against possible overvoltage, the inert gas in the spark gaps might have been ionized by a spray of particles, thus triggering sparks.

The sectors are operated at +1970V and +200V on the anode and the field wires respectively, corresponding to the gas gain of about 1500. A 4 mm track segment of

Table 1. Calibration Tools for TOPAZ TPC

<u>Calibration Items</u>	<u>Tools other than real events</u>
Alignment *)	Laser beam (2 incident positions/sector, ‡ rotated in 2° steps)
Electron Drift	Laserbeam
Gas Gain **)	⁵⁵ Fe sources (3 different positions/sector across the wires)
Electronics	Test pulses to Shielding grid (all channels at once) Field wires (selective) Preamps (selective) Shaping amps (selective) CCD's (selective)

*) Alignment includes all the time-independent factors such as $E \times B$ effects, sector alignment, wire and pad positions. Of these, the wire and pad positions were measured for each sector before installation.

**) Gas gain was mapped over each sector before installation.

Table 2. Basic Parameters of TOPAZ TPC

Drift space	Radial	36-118
	Axial	122.3 cm (Cathode-Shielding grid)
Drift field	Electric	353 V/cm (100 V/cm/atm)
	Magnetic	1.0 Tesla
	Drift velocity	5.3 cm/ μ sec
Gas	Mixture	Ar/CH ₄ (90/10), premixed
	Pressure	3.5 atm
	Recirculation	~7 hours/replacement
	Impurities	O ₂ < 1 ppm H ₂ O \leq 3 ppm
Sector	Gas gain	1500
	Track sampling	10 in R ϕ (cathode pads) 175 in R (wires) 256 in Z (CCD)

minimum ionizing particles thus produces 2×10^5 electrons on the average after multiplication, and this signal size is about 0.6 times the X-ray calibration source. The stationary current was typically 50 nA/sector with the circulating beams and with the gating grid selectively opened. The current limit has been set to 300 nA/sector during the experiment. The peak luminosity was 8×10^{30} /cm²/s for 9 mA beam current.

On receipt of a pretrigger signal, voltage swings of $\pm 100V$ are immediately applied to the gating grid. The preamplifiers feel a fraction of this change, and for the present it takes about 2 μ sec to settle their outputs back to the quiescent level. The corresponding loss of track information in a 10 cm long active space is acceptable for experiment. The pretrigger rate, i.e. the rate to trigger the gating grid pulser, has come down with improvements in beam conditions to about 100 Hz, to be contrasted to the beam crossing rate of 200 kHz. Incorporating the TPC trigger into the logic, the data taking rate was significantly reduced and it was typically less than 3 Hz^{/8,9/}.

5. Performance As of Sept., 1987

The TOPAZ TPC was first tested with cosmic rays in the spring 1986^{/10/} and then early in 1987 after full assembly. The observed spatial resolutions at 4 atm are shown in Fig. 2. Here we see two distinct features of TPC; the anticipated magnetic focussing effect on $\sigma(R\phi)$ is clearly seen in Fig. 2-b, and the submillimeter resolution $\sigma(z)$ in the drift direction is easily achieved as seen in Fig. 2-a. σ_z is not affected by magnetic field, but slightly depends on the dip angle of tracks. Since the cathode pad response is a collective result from several anode wires, $\sigma(R\phi)$ is degraded by the fluctuations in energy loss. It is cured by including in the analysis the pulse height information on the contributing wires. Before experiment, the operating condition was changed to 3.5 atm and, with an improved analysis method, we obtained a better resolution for cosmic rays as shown in Fig. 3.

The actual experiment started in May 1987 with 50 GeV collision energy and soon the energy was increased to 52 GeV. Fig. 4 is typical events we frequently saw on line. The z-information of the TPC is so good that we could immediately recognize such events as the beam-gas interaction. Fig. 5 shows typical multihadron events arising from quark-antiquark production. We collected about 500 of such events together with others, corresponding to the integrated luminosity of 4 pb^{-1} . The present performance of TPC is deduced based on these data. The details of the analysis will be described elsewhere^{/11/}.

One of the outstanding features of TPC is its capability in particle identification for multiparticle final states. The amount of ionization loss is recorded as a spatially localized signal and in addition there are many anode wires to repeat measurement. One can easily discard the data points corresponding to statistically ill-behaved hard collisions between the particle in question and the

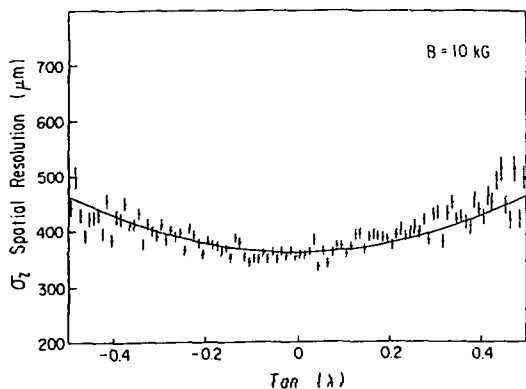
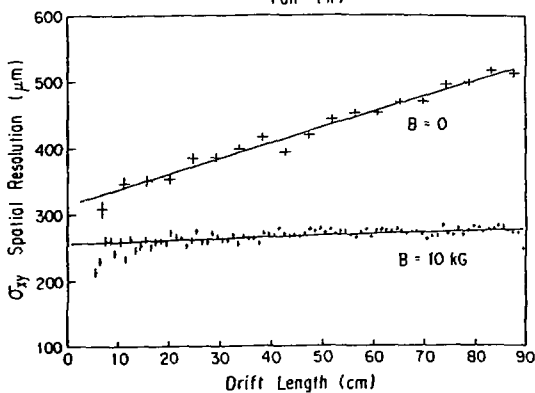


Fig.2. Spatial resolution for cosmic rays at 4atm. λ represents the dip angle of tracks.

a)



b)

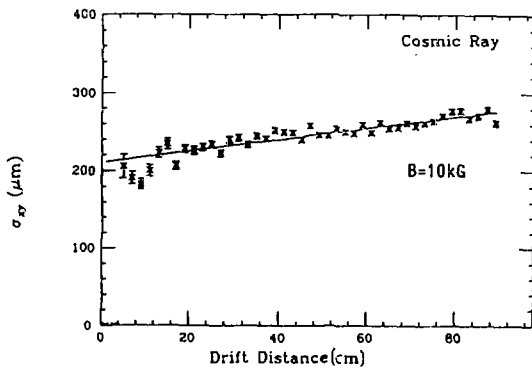


Fig.3. Improved resolution for cosmic rays at 3.5atm.

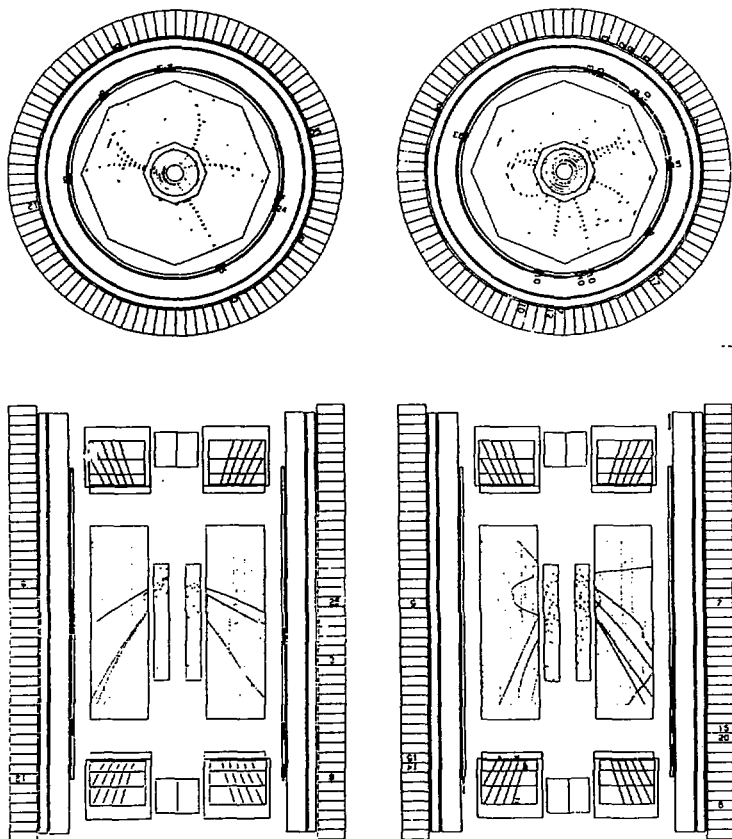


Fig.4. Beam-gas events.

gas atoms. Fig. 6 shows the overall picture. The degeneracy at cross-over points is resolved by TOF information of 220 psec resolution. Taking a mean of 65% smallest pulse height samples, we find

$$\sigma(dE/dx) = 4.6\% \text{ for minimum ionizing pions,}$$

for those that have crossed 78 or more wires and 5 cm or more away from the sector boundaries. On the other hand, we see

$$\sigma(dE/dx) = 4.4\% \text{ for electrons of 1 GeV or more,}$$

including those from the Bhabha scattering. The drift attenuation is 5%/m and was

corrected for. We expect a better performance compared to the pions because these electrons are sampled on all the wires, and thus there must be a room for further improvement.

The spatial resolution in TPC is known to depend on the track angle relative to the sector due partly to the $E \times B$ effect inside the sector. We have so far looked into the overall resolution for tracks in multihadron events. The results are expressed as

$$\sigma(R\phi) = 230\mu\text{m},$$

$$\sigma(z) = 380\mu\text{m}.$$

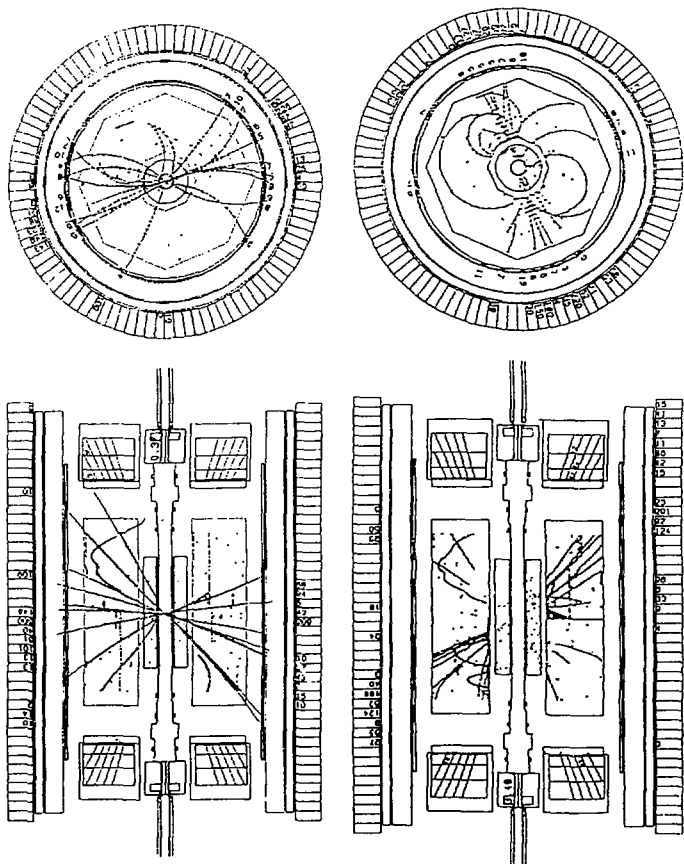


Fig.5. Multihadron events at 52 GeV.

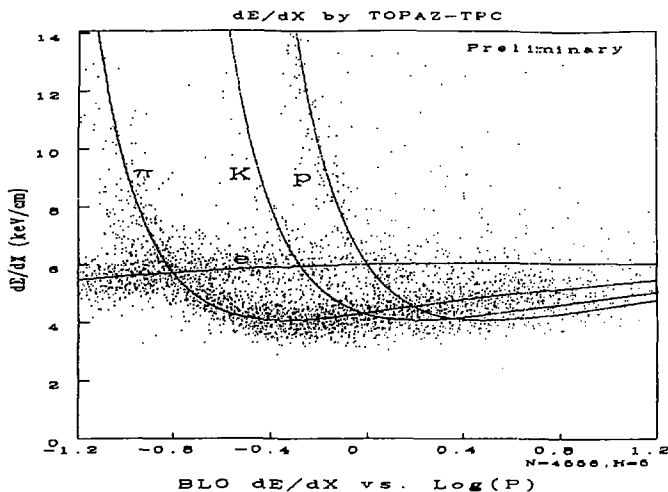


Fig.6. dE/dx vs. Log P for multihadron candidates.

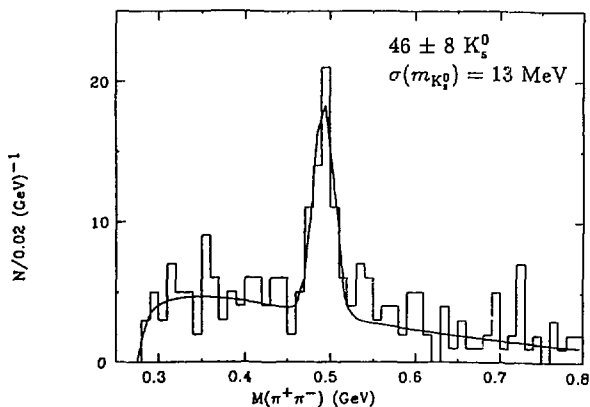


Fig.7. Invariant mass spectrum of two pions in multihadron events.

As a consequence, the momentum resolution is given by

$$\sigma/P_T = (1.5\% \cdot P_T)^2 + (1.6\%)^2 \quad 1/2$$

with TPC alone. With the vertex constraint imposed, the first term improves to $1.0\% \cdot P_T$. How much it will be further improved is still to be seen when the inner drift chamber information is taken into account. Fig. 7 shows an invariant mass

spectrum for two pions from secondary vertices. Electron pairs are efficiently removed from decay-in-flight samples based on the dE/dx information. As a result, we see a good S/N ratio and a good mass resolution of

$$\sigma(M_{\pi\pi}) \simeq 13 \text{ MeV for } K_S^0.$$

We can conclude that the TOPAZ TPC has been working satisfactorily, leading to the successful study of various reaction channels such as $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $\gamma\gamma$, $\nu^+\nu^-$, $\tau^+\tau^-$, $e^+e^-\mu^+\mu^-$, $q\bar{q}$ etc. The second round experiment will start in October at a 56 GeV collision energy and with better understanding on TPC performance.

Acknowledgements

We would like to thank the PEP-4 group for their help and the KEK directorium for continuous support. Thanks are also due to TOPAZ colleagues for their collaboration.

References

1. T. Kamae et al., Nucl. Instr. Meth. A252 (1986) 423.
2. H. Ikeda et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-34 (1987) 191. H. Ikeda et al., Nucl. Instr. Meth. A254 (1987) 382.
3. I. Adachi et al. (TOPAZ collab.), contributed paper to 1987 Int. Symp. on Lepton-Photon Interactions at High Energy (Hamburg), and A. Miyamoto, invited talk at 1987 Int. Conf. on Quark-lepton Physics in Collision (Tsukuba).
4. R. Itoh et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-33 (1986) 185.
5. T. Miki et al., Nucl. Instr. & Meth. A236 (1985) 64.
6. H. Dijkstra et al., Nucl. Instr. Meth. A256 (1987) 272.
7. B. Schmidt, Nucl. Instr. & Meth. A252 (1986) 579.
8. R. Enomoto et al., submitted to 1987 IEEE Nucl. Sci. Symp.
9. R. Enomoto et al., KEK Preprint 87-85 (1987), submitted to Nucl. Instr. & Meth.
10. R. Itoh et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-34 (1987) 533.
11. A. Shirahashi et al., submitted to 1987 IEEE Nucl. Sci. Symp.

THE **DELPHI** DETECTOR:
NOVEL FEATURES AND STATUS

H.J. Hilke
CERN, Geneva, Switzerland

1. INTRODUCTION

DELPHI (Detector for Electron, Photon and Hadron Identification) was chosen as one of the four experiments at LEP. It is a general purpose detector providing 3-D information with high granularity in most components. Special emphasis has been placed on powerful particle identification with Ring Imaging Cherenkov counters (RICH). This has led to a very complex ensemble of detectors, some of novel design^{1,2/}. The challenge to construct this ambitious detector was taken by a collaboration of 40 institutes^(*). A heavy R & D effort was necessary but has been terminated and the present status of production indicates that all components (except some parts of the Forward RICH) will be installed and operational by mid-1989 to register the first collisions in LEP. Installation will start by mid-April 1988.

We shall briefly describe construction and performance of all detector components but concentrate on the novel techniques. The superconducting magnet to produce 1.7 T with good homogeneity inside a volume with $\phi = 5.2$ m and $L = 6.8$ m has been delivered to CERN after a test at N_2 temperature at RAL. A test with about 1/2 nominal current is scheduled before installation into the pit.

2. TRACKING DETECTORS

A stereoscopic view of the detector arrangement is sketched in fig. 1. More details can be recognized in fig. 2.

The VERTEX DETECTOR (see fig. 3) surrounds the beampipe ($\phi = 16$ cm at present). It is composed of two layers of Si detectors with longitudinal strips. Doublets of 6 cm long chips are connected in series, the full shell thus requiring electronics only at the two ends. New VLSI electronics has been developed (Microplex) with 128 analog channels at a pitch of 50 μm , read-out in series. Several versions of strip detectors and electronics have given very satisfactory results over the past two years, e.g. signal m.i.p./noise of > 14 and space resolution = 2.5 - 4.7 μm . The specification asks for $\sigma_{R\phi} \leq 5$ μm , two-track separation < 100 μm and impact parameter determination to 22 μm (including information from the Inner Detector). The

(*) DELPHI Collaboration: Ames-Athens (Demokritos)-Athens (Nat. Tech. Univ.)-Athens University-Bergen-Bologna-Brussels-CdF-CERN-Copenhagen-Cracow-Dubna (JINR)-Genoa-Helsinki-Karlsruhe-LAL (Orsay)-Lisbon-Liverpool-LPNHE (Paris)-Milano-Mons-Lund-NIKHEF-Oslo-Oxford-Padova-RAL-Saclay-Sanita (Rome)-Santander-Serpukhov-Stockholm-Strasbourg-Torino-Trieste-Uppsala-Valencia-Vienna-Warsaw-Wuppertal.

Barrel Muon Chambers
 Barrel Hadron Calorimeter
 Scintillators
 Barrel E.M. Calorimeter
 Outer Detector
 Barrel RICH
 TPC
 Inner Detector

Small Angle Tagger
 Vertex Detector
 Forward Chambers A
 Superconducting Cal.

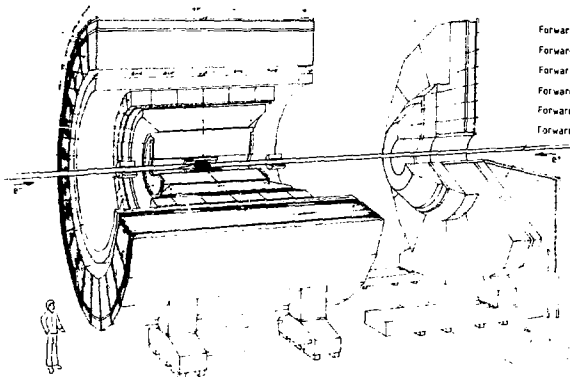


Fig. 1. A sketch of the DELPHI detector.

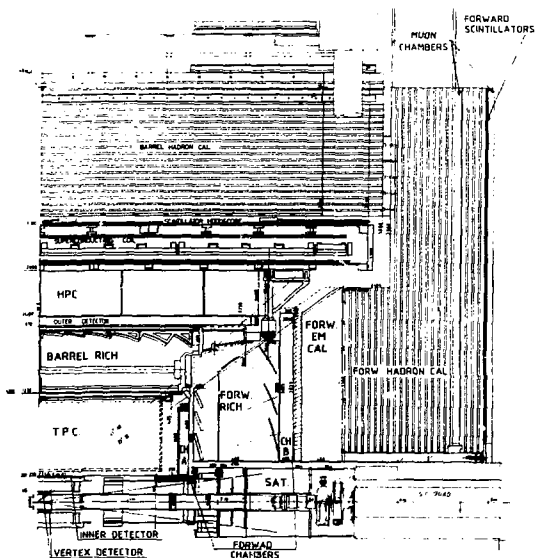
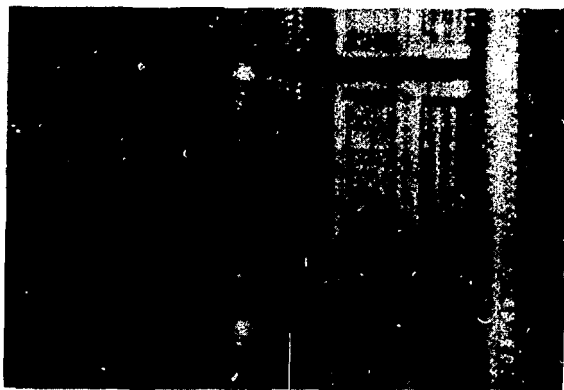
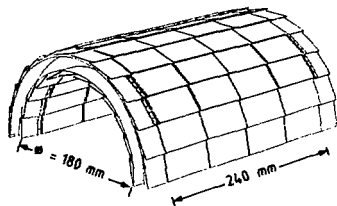
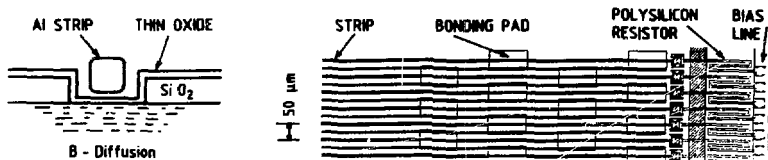


Fig. 2. The longitudinal view of the DELPHI detector.

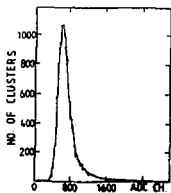
(a) General layout.



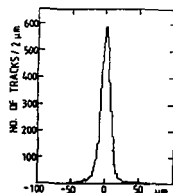
(b) Strip detector bonded to Microplex chips.



(c) Capacitively coupled strips: cross section and termination.



(d) Pulse height spectrum for m.l.p.'s.



(e) Residue distribution from 200 GeV pions.

Fig. 3. Vertex detector.

latest version of the strip detector employs capacitive coupling of Al read-out strips to B-diffused diode strips via a 100-200 nm SiO_2 layer (fig. 3(c)). This design decouples the variable leakage current in the diode from the amplifier and permits larger dynamic range and selectable read-out pitch. Each diode strip is biased via a poly-silicon line of about 3 M Ω , the pitch being 25 μm but only each second strip being read-out. With 200 GeV pions, localization with $\sigma = 3.5 \mu\text{m}$ has been achieved (fig. 3(e)). The latest C-MOS version of the "Microplex" shows substantially improved radiation hardness of > 80 krad. Nevertheless, a parallel study of Si on Sapphire (SOS) technology is carried out with the aim of even better tolerance to radiation.

The INNER DETECTOR around the Vertex Detector is essential for the fast trigger and vertex determination. It consists of a jet chamber section providing 24 R ϕ points (measured $\sigma_{R\phi} < 100 \mu\text{m}$; non-saturated drift velocity gives $\Delta t = \text{constant}$ for radial tracks to simplify the trigger) and 5 z layers, giving $\sigma_z = 450 \mu\text{m}$. The complete chamber is only 3% X_0 thick radially. The jet chamber section is being tested with lasers and cosmics and the first 3 z layers with cosmics.

A TPC, operated at 1 atm, is the principal tracking device. Because of the space required by the RICHes, the TPC has to be relatively compact with thin walls: $\emptyset = 2.4 \text{ m}$, $L_{\text{sensitive}} = 2.7 \text{ m}$. Sixteen circular pad rows (fig. 4) and 192 sense wires give $\Delta p/p^2 \leq 0.75\%$, which is improved by information from Inner and Outer Detectors to < 0.2%. Short pads (typ. 7.5 x 7.5 mm) were chosen for better two-track separation and resolution at low momenta. New hybrid pre-amplifiers with low noise (600 e on pads) and only 40 mW dissipation were developed as well as cheap 8-bit Flash-ADC's (with Thomson), read-out at 15 MHz and with broken slope to obtain 9-bit dynamic range. Beam tests with prototypes in a field of 1.2 T gave: $\langle \sigma_{R\phi} \rangle = 250 \mu\text{m}$ per pad row, including diffusion after 75 cm drift, $\sigma_z = 300 - 800 \mu\text{m}$ from wires and $\sigma(dE/dx) = 6.1\%$. The results were nearly the same with gating applied to reduce positive ion feedback. The R ϕ resolution per pad row at short drift distance (1.4 cm) is shown in fig. 5 as function of track angle ($0^\circ = \text{perpendicular to sense wires}$). Detailed gain maps (192 x 32 points) have been measured for 7 of the 12 sector plates: good homogeneity has been observed ($\sim 1\%$). Vessel and field cages are tested and the complete TPC will be run in for 6 months before installation. Monitoring is foreseen with 3 sources under each sense wire and one UV N_2 -laser per sector plate. Six of these lasers will also be used for the Inner Detector.

The OUTER DETECTOR is required to improve momentum resolution, fast trigger information (R ϕ and z) and tracking for the Barrel-RICH. Five layers of planks assembled from Al drift tubes (1.65² cm²), 4.5 m long, are operated in limited streamer mode. All planks are constructed. Tests with cosmics give $\sigma_{R\phi} = 100 \mu\text{m}/\text{point}$ from drift time and, in 3 of the 5 layers, $\sigma_z < 2 \text{ cm}$ (in 2 μs) from time difference of signals to both ends. Laser tests show 10% longer drift time in magnetic field but similar resolution. With more sophisticated electronics but slower conversion, $\sigma_z = 3 \text{ mm}$ has been obtained; even 0.3 mm should be possible. This might be added later.

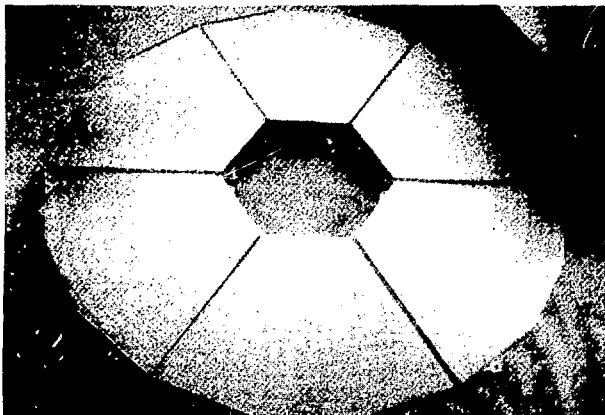


Fig. 4. TPC: The six sectors for one endplate with 16 circular rows of cathode pads.

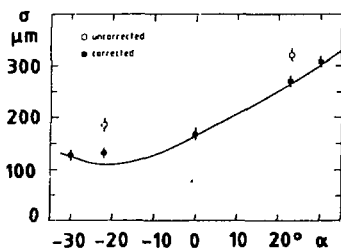


Fig. 5. TPC: $R\phi$ resolution as function of track-angle.

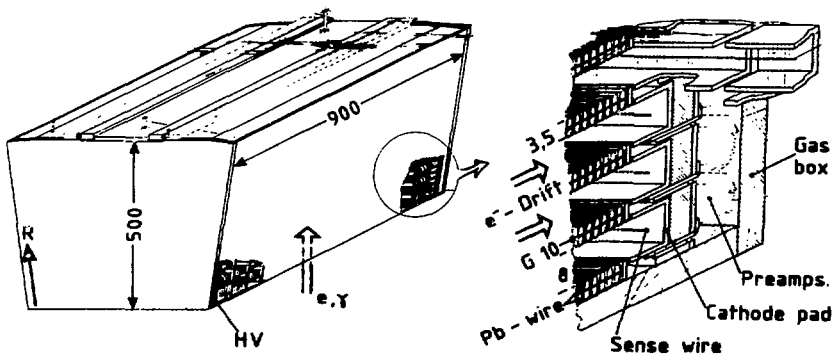


Fig. 6. HPC: Sketch of one module with detail of drift slots.

The TOF plane around the solenoid consists of a single layer of scintillators $5500 \times 200 \times 20 \text{ mm}^3$ with PM's on both ends in regions of low magnetic field. Their principal aim is to provide a trigger or veto on cosmics.

The MUON CHAMBERS are composed of 20 cm wide and 3.8 m and 4.4 m long drift chambers with a sense wire in the centre on top of a delay line. The first layer lies behind 90 cm of iron, the second behind 110 cm. In the barrel, 3 staggered planks in the first layer and 2 planks in the second layer operate in proportional mode and give $\sigma_{R\Phi} = 1.5 \text{ mm}$ $\sigma_z = 10 \text{ mm}$ (from delay line). About half of the planks are constructed, 1/3 installed. In all end-caps, staggered and crossed double layers operated in streamer mode give 2×2 points with $\sigma_x = \sigma_y = 1 \text{ mm}$, the delay line information only resolving ambiguities. Eleven of 16 quadrants ($4.4 \times 4.4 \text{ m}^2$) are constructed and tested.

FORWARD CHAMBERS A and B are added to improve momentum resolution, trigger information and tracking through the Forward RICH. Chamber A provides 2 staggered x, u, v coordinates with $\sigma < 150 \mu\text{m}$ using volume conductive plastic tubes (1.2 cm^2) operated in limited streamer mode and 3 pick-up strips (x,u,v) for the fast trigger in conjunction with chamber B. Chamber B is constructed in half-circles of $\Phi = 4 \text{ m}$ from 12 planar drift chambers. Full-scale prototype tests gave $\sigma_{x,u,v} = 140 \mu\text{m}$ ($B = 0$ and 1T) over 7/10 of the drift volume with a mixture of Ar/CO₂/CH₄ (93/3/4%).

A FORWARD SCINTILLATOR plane has been added to improve fast muon detection and trigger efficiency. The 20 first counters are already in use for tests of the hadron calorimeter inside the yoke

5. ELECTROMAGNETIC CALORIMETERS

The HPC (High density Projection Chamber) is a novel detector providing very high granularity (also along the shower axis) with relatively few electronic channels, with the aim to obtain good e, γ , μ ,h tracking and separation in general, and good e/ π and γ/τ^0 discrimination in particular. The HPC is basically a "Lead-TPC": ionization electrons are drifted in 40 gas sampling slots between lead wire ribbons with potential grading to a MWPC plate with segmented cathode read-out (see fig. 6). A scintillator plane, read-out via optical fibers, is inserted after $4.5 X_0$ to provide fast triggering. There are 144 modules, 24 in ϕ , 8 along z. With only 20 000 electronic channels, 9 samples are taken along the shower axis. The incoming charge is sampled at 15 MHz with FADC's which gives a z-binning of 3 mm. To avoid charge build-up, shapers with excellent tail suppression ($< 1\%$ after 1 μs) were developed. The most difficult problem turned out to be the fabrication of the high precision field cages formed by lead wires glued to both sides of a thin G10 support and the suppression of shorts. About 1/3 of all submodules have been produced so far. Measurements showed good linearity of energy response to $> 40 \text{ GeV}$ (with 19 X_0 in total), energy resolution around $21\%/\sqrt{E}$ up to 70 GeV and angular resolution for the shower axis of $40 \text{ mrad}/\sqrt{E}$, with E in GeV. Fig. 7 gives some idea of the detailed shower information provided by the HPC.

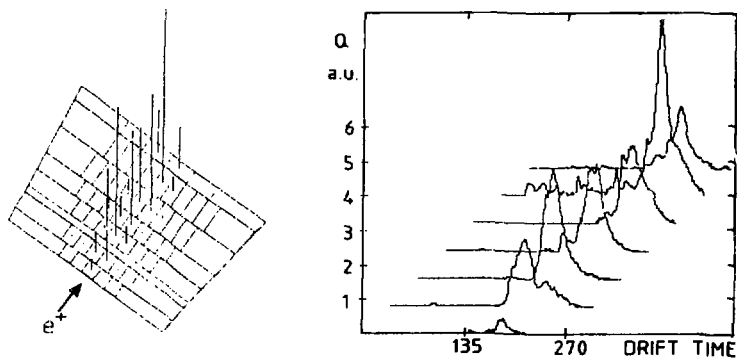


Fig. 7. HPC: Pad layout and charge sampling for 20 GeV shower.



Fig. 8. Photo of yoke containing hadron calorimeter and inner muon chambers.

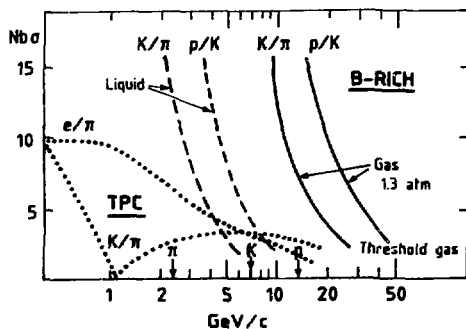


Fig. 9. Comparison of particle identification in TPC and RICH.

The FORWARD E.M. CALORIMETER is constructed from lead glass blocks, $5 \times 5 \text{ cm}^2$, $20 X_0$ deep, with projective geometry (-3°) and triode read-out. More than half of the 9100 counters have been calibrated in the beam. Stability is excellent: $< 1\%$ over several months. Energy resolution was $\sigma/E = (5/\sqrt{E} - 0.44)\%$; $\sigma/E = 1.5\%$ at 20 GeV. Shower position was measured with $\sigma = ((7.6 \pm 2.5)/\sqrt{E} \pm 1) \text{ mm}$. Recently, π^0 and η^0 reconstruction has been achieved with mass resolution close to expectation.

The SMALL ANGLE TAGGER (SAT) covers the region from 2.5 to 7.5° . It consists of a Pb/scintillating fibre sandwich ($28 X_0$, 1 mm fibres, 0.82 mm Pb), chosen for its good radiation hardness, and 5 tracking planes. These have Si detectors with circular strips with 1 mm pitch. All fibres are in house and show low attenuation ($> 1 \text{ m}$) and good homogeneity. In a 22.5° prototype of the calorimeter, good linearity was measured up to 70 GeV and energy resolution found to be $\sigma/E \leq 11/\sqrt{E}\%$. The impact coordinate was determined to better than 1 mm.

The HADRON CALORIMETER consists of plastic streamer tubes ($1 \times 1 \text{ cm}^2$) arranged in planks and filling the 20 gaps of the iron yoke (fig. 8). Almost all planks are installed and are being tested with cosmics. Special care has been taken to improve the conductive paint (including polishing) and chamber tightness (leak typically $< 10 \text{ cc/min}$ for 800 m^2) and to tighten acceptance specifications to allow operation with low percentage of flammable gas ($\leq 30\%$ of i-butane). Read-out uses projective geometry ($3 \times 3.5^\circ$) of pick-up pads grouped to give 4 samplings in depth. Energy resolution was measured in beam to be $0.8/\sqrt{E}$ and $1.0/\sqrt{E}$ with and without material in front corresponding to HPC plus Solenoid thickness.

4. RICH COUNTERS

The Ring Imaging Cherenkov counters shall provide DELPHI with unique hadron identification. The power of this technique can well be judged by comparing it with the identification offered by dE/dx measured in a TPC. The comparison is shown in fig. 9 for the DELPHI geometry; changes in TPC pressure or size modify the values relatively little. The design of the Barrel-RICH is shown in fig. 10. Low velocity particles ($1.6 \leq \gamma \leq 15$) produce Cherenkov light only in the 1 cm thick liquid radiator layer. Passing through the quartz windows, photons with $5.5 \leq E \leq 7 \text{ eV}$ can ionize the TMAE in the drift tubes. As in the TPC, the photoelectrons (p.e.) are drifted to the MWPC and detected on sense wires ($\rightarrow \phi$) and cathode strips ($\rightarrow R$); z is determined by drift time. For particles with $\gamma > 15$, Cherenkov light is also produced in the gas radiator and focused by the parabolic mirrors into the same drift tube. "Liquid rings" from C_6F_{14} can have up to 20 p.e., "gas rings" from C_5F_{12} up to about 12 p.e. at 1.3 atm.

Very tight specifications have to be observed, especially for UV transparency of all quartz windows, cleanliness of all fluids, UV reflectivity of the mirrors, gas tightness and mechanical tolerances of the drift-tubes requiring 0.1 mm wide field lines each 3 mm inside and outside. The MWPC have to operate at high gain, require separating walls to reduce photon feedback and gating grids to reduce positive ion feedback. An enormous R & D effort was required to solve

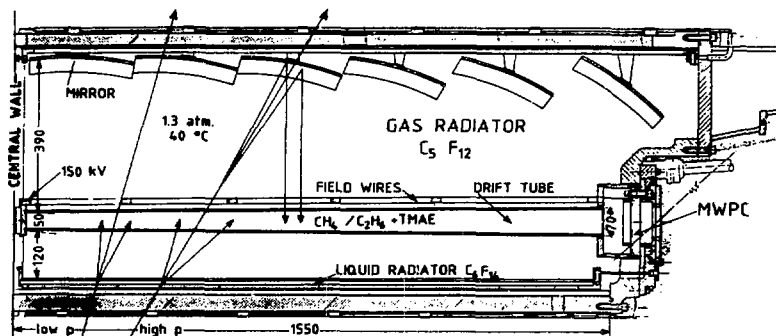


Fig. 10. Barrel-RICH: General layout.



Fig. 11. Barrel-RICH: First two final drift tubes in quartz.

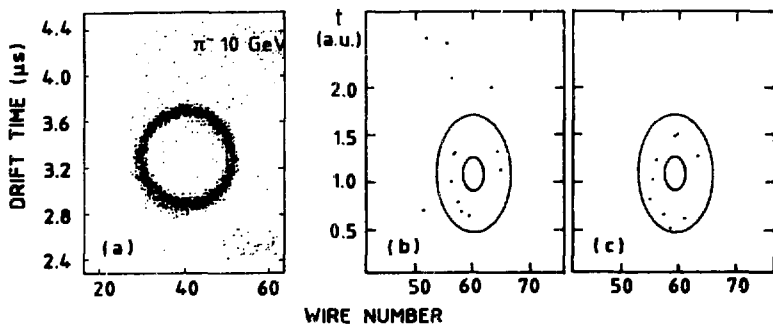


Fig. 12. Cherenkov rings from gas radiator:

(a) Cumulative rings in Barrel-RICH prototype; (b,c) Single events in Forward-RICH prototype.

these problems. By now, all production techniques are developed. The first 2 drift tubes (see fig. 11)) gave very good results with single electrons produced by laser beam. All quartz plates were accepted with good transparency. 15% of the mirrors are accepted: reflectivity $> 80\%$, spot < 1 mm. All vessel components are at CERN.

With a MWPC of final design, 13 p.e. were observed ($N_{\text{p.e.}} = 85$) with 10 GeV pions in i-butane gas radiator 48 cm x 1 atm deep (see fig. 12(a)), which corresponds roughly to C_5F_{14} radiator 39 cm x 1.3 atm deep. The angular resolution was $\sigma(\theta) = 3.7$ mrad. for $\theta = 56$ mrad.

In the FORWARD RICH, electron drift is perpendicular to the magnetic field, which requires a different design for drift boxes and MWPC's. A 90° prototype with a 30° section being equipped has been tested in the beam. All components of the final re-circulating fluid system were operated, providing for the first time clean fluids in a full-scale system for more than 4 weeks. On-line plots of rings from the gas radiator with typically 8 p.e. are shown in fig. 12(b). Note the very low background. From the liquid radiator, about 20 p.e. were observed.

Acknowledgements

The author would like to express his sincere thanks to his colleagues of the DELPHI Collaboration for providing the most recent information and takes full responsibility for any errors of fact in the report.

References

1. DELPHI Technical Proposal, CERN/LEPC/83-3.
2. DELPHI Progress Report, CERN/LEPC/84-16.

The Cleo II Detector

Donald L. Hartill

Cornell University, Ithaca, NY 14853 , USA
(for the CLEO collaboration)

The CLEO II detector is a new detector which will replace the present CLEO detector during 1988. CLEO has been in operation since 1979 and the new tracking system consisting of a vertex detector and central drift chamber which was installed and commissioned during the last two years will be used as the tracking system in CLEO II. A high resolution electromagnetic calorimeter based on CsI scintillation crystals viewed by silicon photodiodes is the main improvement incorporated in CLEO II. To maintain the intrinsic resolution of the CsI a new larger diameter superconducting solenoid coil has been constructed so that the tracking system, the time of flight scintillation counters, and the CsI calorimeter fit inside the coil. To accommodate the larger coil a new steel yoke and hadron absorber as well as new muon counters based on plastic tubes operated in the proportional regime are being fabricated.

The physics to be studied with the CLEO II detector will be a continuation of the Upsilon spectroscopy and b-quark studies. Because of the high resolution both in energy and in space of the CsI electromagnetic calorimeter, CLEO II will have a high efficiency for the reconstruction of π^0 's and thereby considerably improve our efficiency for reconstructing exclusive decay modes of B-mesons. Because of the higher magnetic field (1.5 T instead of 1.0 T) the momentum resolution will be improved by 50% which will also help in the reconstruction of exclusive final states. For further details of the improved physics reach with CLEO II see Reference 1 which also includes a detailed description of the CLEO II project. The CLEO collaboration consists of approximately one hundred physicists from Cornell University, Harvard University, the University of Rochester, Syracuse University, Vanderbilt University, Ohio State University, the State University of New York at Albany, Carnegie Mellon University, Purdue

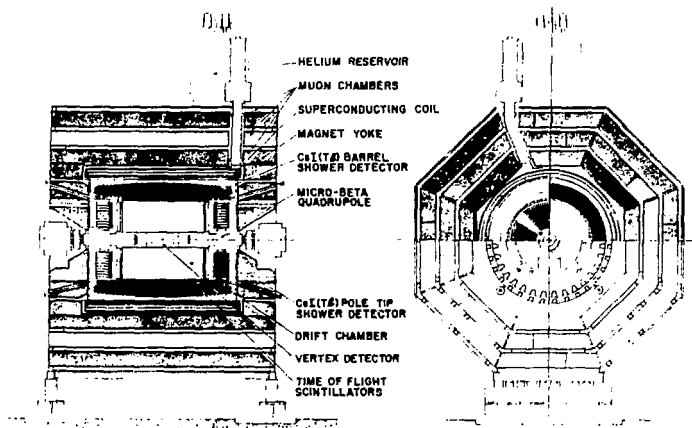


Figure 1. Side and Front Views of the CLEO II Detector.

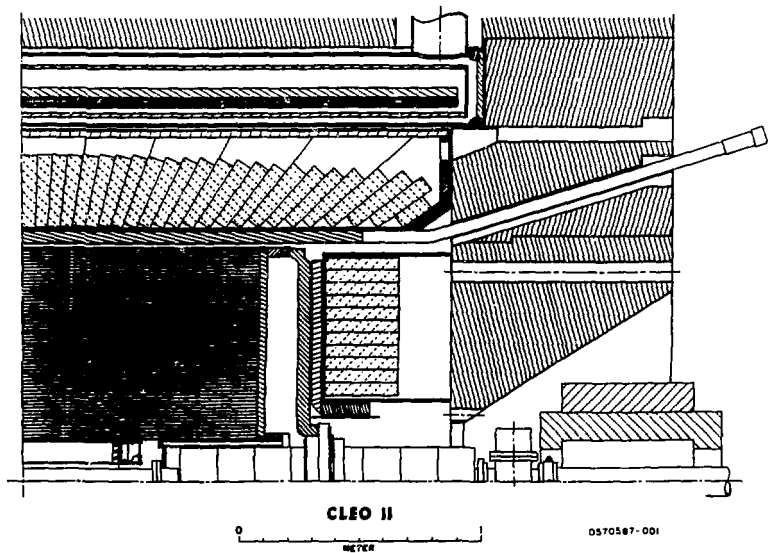


Figure 2. Section of one quarter of the CLEO II Detector.

University and the University of Florida. Figures 1 and 2 illustrate the CLEO II detector.

The Cornell electron storage ring (CESR) provides electrons and positrons colliding with a center of mass energy of about 10 GeV with a typical energy spread of 4 MeV. To provide a very tight vertical focus of the beams at the interaction point permanent magnet quadrupoles made from samarium-cobalt were installed inside the ends of the central drift chamber during the summer of 1986. In early 1987 operation with seven bunches of positrons and electrons with bunch currents of 8 mA became routine. With a bunch length of 2.3 cm and a vertical $\beta^* = 2$ cm peak luminosities of $5 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ and average integrated luminosities of $1.7 \text{ pb}^{-1}/\text{day}$ were obtained. During this past summer a second RF cavity was added allowing the bunch length to be decreased to 1.7 cm and the vertical β^* was reduced to 1.5 cm to give peak luminosities in the $8 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ range. This combined with improvements in the injection efficiency has yielded average integrated luminosities of more than $3.2 \text{ pb}^{-1}/\text{day}$ which corresponds to producing one B B meson pair every 12 seconds. Long range plans for CESR will lead to bunch currents of 14 mA and an integrated luminosity in excess of $5 \text{ pb}^{-1}/\text{day}$ shortly after CLEO II is commissioned. Figure 3 illustrates the integrated luminosity/week during the history of CESR.

Particles from the interaction first encounter a 55 mm radius Be beam pipe which is 0.5 mm thick. Surrounding this beam pipe is a thirteen layer vertex detector consisting of a three layer straw type chamber with a ten layer small hexagonal cell drift chamber outside the straw chamber insert. The inner and outer layers of the drift chamber have cathode strip readout with eight phi segments which give 0.5 mm spatial resolution in the beam direction (z). The spatial resolution per sense wire is approximately 90 microns in the r-phi coordinate which gives an overall r-phi resolution for the

vertex reconstruction of $\sigma^2 = [(100)^2 + 115/(p\beta)^2] (\mu\text{m})^2$. The longer lever arm also improves the momentum resolution of the main drift chamber to 0.7% at 1 GeV and provides good momentum resolution for low energy charged particles and for particles with small polar angles. The experience with these two detectors has led to a program to develop very high resolution chambers which will be placed at an even small radius. Initially slow drift gases such as DME are being investigated and a mechanical design is being carried out for a chamber with small hexagonal

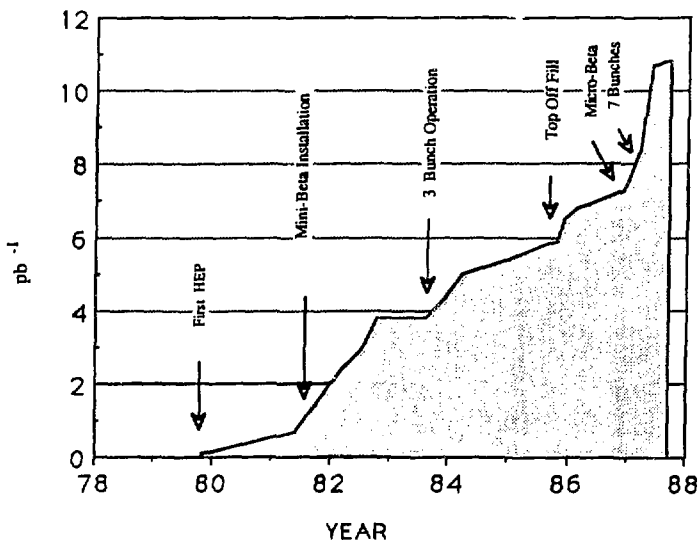


Figure 3. Best Integrated CESR Luminosity per Week as a Function of Time.

cells spanning radii from 30 mm to 160 mm from the beam line. High resolution triangular pads with vernier charge division on the inner and outer layers of the chamber should provide better than 100 μm z

resolution. It may be possible to install two additional layers inside the chamber to provide two more z measurements. A Be beam pipe with 0.3 mm thickness and a 23 mm radius has been fabricated and is undergoing vacuum tests. The goal of this development is to achieve a vertex resolution of 50 μm .

The main tracking detector in CLEO II is the central drift chamber which was installed in CLEO during the summer of 1986. The construction details of the chamber are described in Reference 2. Briefly, it is a cylindrical structure occupying the space from $R = 20$ cm to 90 cm from the beam line and extending 200 cm along the beam with the interaction point centered in the chamber. It consists of 51 concentric layers with a total of 12,240 sense wires and approximately 36,000 field wires and the cells form a close packed array. The drift cells are nearly square and are typically 15 mm on a side with the sense wire surrounded by 8 field wires. The sense wires are 20 μm diameter gold plated tungsten and the field wires are 120 μm diameter Al in the inner half of the chamber and 120 μm Be-Cu in the outer half of the chamber. Although the Al is much more difficult to work with, it was necessary to limit multiple scattering degradation of the momentum resolution. Forty of the sense wire layers are axial and are arranged in ten groups of 3 layers and two groups of 5 layers. In these groups, successive layers have a rigid 1/2 cell offset to provide local ambiguity resolution and the triplet arrangement provides a fast efficient determination of the track point and slope. The remaining 11 sense wire layers are small angle stereo layers with stereo angles alternating and ranging from 1.9° to 3.5° . They are interleaved between the 12 axial layer groups. Because of the small stereo angle, the z resolution is about a factor of twenty poorer than the r- ϕ resolution. To improve this z resolution cathode pads are installed on the inner and outer most layers of the chamber as with the vertex detector. The achieved z resolution is 0.5 mm with this system in beam conditions. As with the

vertex detector, these pads are divided into eight ϕ segments to limit overlapping tracks on the same cathode pad.

In addition to the good spatial resolution provided by the chamber the pulse height from each wire which fired its discriminator is recorded in order to provide dE/dx information for particle identification. Using the lowest fifty percent hits and correcting for small saturation effects the present resolution is 6.5% for μ 's with a 12% increase in the mean pulse height for electrons compared to μ 's. The gas used is 50% Argon - 50% Ethane at one atmosphere.

In the first year of operation the drift chamber has required substantial maintenance in the form of removing a total of 11 broken Al field wires and 4 sense wires at least two of which were broken in the process of removing the broken field wires. In addition, there are 46 isolated shorted sense wires which have been disconnected from the HV bus. These shorts are most likely either residual dirt in the chamber or insulating bushing failures. There has been no evidence of any aging processes on the sense wires. Plotted as a function of time these failures show a typical infant mortality character and the recent reliability of the chamber has been very good.

The spatial resolution achieved with the chamber continues to improve as the systematic aspects of the calibration constants, etc. are discovered and corrected. Presently, typical wire resolutions averaged over the cell are:

$$\begin{aligned}\sigma_{r\phi} &= 120 \mu\text{m} && \text{for } \mu \text{ pairs} \\ &= 150 \mu\text{m} && \text{for hadronic events.}\end{aligned}$$

The small angle stereo wires have approximately 50% poorer resolution because of greater sensitivity to systematic errors. For the vertex detector, these values are 90 and 100 μm respectively during typical running conditions. In all of the tracking chambers, the input discriminator threshold is 300 nA and the system risetime to the

discriminator is less than 8 nsec. The overall performance of the tracking detectors is best summarized by their ability to register physics signals. Presently the mass resolution for K^0 's is $9 \text{ MeV}/c^2$ full width at half maximum and the mass resolution for D^0 's is $30 \text{ MeV}/c^2$ fwhm. These values are slightly worse than the old drift chamber because of the increased multiple scattering in the added material with the new drift chamber. The momentum resolution for μ -pairs has improved as expected from the larger number of measurements and the slightly improved spatial resolution.

Sixty-four Bicron type BC408 scintillation counters 50 mm thick and 2.7 m long surround the drift chamber and form the barrel time of flight system. Each scintillator is viewed at both ends via 1.6 m long light guides with Amperex XP2020 photomultipliers mounted outside the magnetic field. Initial tests on production versions of the counters at Harvard University have yielded a timing resolution of 130 psec. Taking 150 psec as a reasonable system resolution gives an expected three sigma particle separation to $0.9 \text{ GeV}/c^2$ for π -K and to $1.5 \text{ GeV}/c^2$ for K-p.

The ends of the drift chamber are covered with a second time of flight system of scintillation counters. Hamamatsu R2490 photomultipliers axially mounted within the 1.5 Tesla magnetic field view an array of 28 trapezoidal shaped scintillation counters which are 50 mm thick by 580 mm long through a 45° reflecting surface on the inner radius of the counters. A fast inexpensive preamplifier has been developed to compensate for the gain loss of a factor of 200. Single counter tests in a 1.5 Tesla field indicate a system resolution of better than 250 psec. This resolution is better than would be obtained with counters with this geometry using conventional light pipes and photomultipliers mounted outside the magnetic field. Since there are no light pipes for these counters, the electromagnetic calorimeter can be extended to smaller radii and thus giving a larger solid angle for detection.

Besides the new tracking system currently in use, a precision electromagnetic calorimeter³ with very fine granularity is the other major improvement for CLEO II. Its efficiency, energy resolution and angular resolution will surpass by a significant factor any electromagnetic calorimeter presently in use at any e^+e^- collider. This resolution in combination with the tracking system and the 1.5 Tesla magnetic field provides a unique and powerful detector. The calorimeter consists of a cylinder surrounding the drift chamber containing 6144 tapered CsI crystals approximately 5 cm x 5 cm x 30 cm (2.7 x 2.7 x 13 radiation lengths). There are 128 rows in azimuth with 48 crystals along the beam line. The ends of this cylinder are closed by two endcap arrays each consisting of approximately 800 rectangular crystals with the above dimensions.

Since there was no previous experience with large arrays of CsI crystals operated as a detector for an e^+e^- collider, an array of 465 crystals was installed in the present CLEO detector in September 1986. Prototype versions of the photodiode-charge sensitive preamplifier light sensing system (four per crystal) adopted for the crystal readout were installed on the crystals and have proven to be very reliable with excellent noise performance. This array has served as a test bed to develop and test the rest of the readout electronics, energy trigger and software for the final calorimeter. It has been extremely useful. The resolution obtained with Bhabha events by summing over 15 crystals is 1.7% rms as expected from EGS Monte Carlo studies and low and high energy beam test results⁴. The high energy resolution is dominated by fluctuations in the shower leakage out the back of the crystals because of their relatively short length while the low energy resolution is dominated by preamplifier noise. The position resolution expected from this system ranges from 5 mm at high energies to roughly 10 mm at low energies.

The present status of the calorimeter which requires 7800 crystals,

half of which were ordered from Horiba (Japan) and half from BDH (England) in June of 1985, is that more than 5000 crystals are at Cornell and have been checked to see that they meet specifications. Of these 5000 crystals, 5 have been returned to the manufacturer and 150 have had slight resurfacing at Cornell to meet the 10% uniformity specification for light collection. The last crystals are expected to arrive at Cornell in March 1988. This delivery schedule is more than adequate to have the completed calorimeter ready to install in the new CLEO II magnet on the experimental floor in the fall of 1988.

After the crystals are received and pass their initial testing a 5 mm thick light guide with four photodiodes attached is glued to the back end of each crystal. This unit is then placed in a cosmic ray test setup and an intercalibration constant is determined for each unit using the constants determined by a direct comparison between 180 MeV positrons from a test beam and cosmic rays using 24 test crystals constructed in the same way. This entire operation is carried out in a large very low humidity room which is also the storage area for the crystals. The crystals will be mounted in the support structure in this same room. The support structure will be hermetically sealed after the assembly is complete and boil off nitrogen from the cryogenics system for the magnet coil will be injected to insure a zero humidity atmosphere for the crystals.

Approximately 31200 silicon PIN photodiodes are required to readout the crystals. Hamamatsu "100 year" 1 cm x 1cm photodiodes were selected after extensive testing. The diodes have been arriving at the rate of 3000 per month and the order should be complete shortly after the beginning of 1988. Each diode passes through a test facility capable of handling 700 diodes per week which checks the diode's response to a calibrated light source and measures the leakage current at twice its normal operating bias voltage for three days. Of the 20,000 diodes tested, less than 20 failed to meet specifications.

A custom thick film hybrid charge preamplifier is mounted adjacent to each diode inside the calorimeter support structure. Because of the very long access time to replace failed components, this system was designed for high reliability. A detailed reliability calculation indicates that the entire system will have one crystal fail in approximately 40 years. The order for 32000 amplifiers has been placed and prototypes meeting specifications have been received and tested satisfactorily. These preamplifiers are mounted on 1900 motherboards which have been designed and are presently on order. The signals from the four diodes and preamplifiers on each crystal are summed in "SUM" circuits located outside the magnet. The production of these sum circuits which also provide the trigger signals is underway. The output of these sum circuits is read by LeCroy Model 1885N 15 bit ADCs which are Fastbus Modules. The achieved overall equivalent noise energy in a crystal is $\Delta E = 1.8 \text{ MeV}$ since 9 crystals each with a 0.6 MeV noise must be summed to determine the energy of a photon or electron hitting the center crystal.

The status of the support structures for the end cap calorimeters and the cylindrical calorimeter is that the designs are complete and the mechanical parts are being made in outside shops and at Cornell. Assembly of the final structures will begin in December 1987. The support structure for the cylindrical calorimeter is an interesting mechanical design problem. The final design has a 1 mm thick Al inner skin with 1/2 mm thick radial ribs which mount to the inner skin and to thick end rings. The structure is like an egg crate with four crystals fitting in each of the boxes formed by the longitudinal ribs and the theta ribs. The entire assembly is riveted together with the thin ribs attached to 7 mm thick outer support panels which also attack to the end rings and provide the overall strength of the structure. The crystals of this cylindrical calorimeter weigh 30 tons and are loaded into the support structure while it is attached to a heavy mandril. The mandril is essential

since the outer support panels must be removed to insert the crystals. Prototype tests using fake crystals loaded into an octant of the structure showed that the design was sound. After the crystals are loaded and the outer panels attached, the mandril will be used to transport the assembly into the magnet. After the end rings are mounted to the magnet the mandril will be removed so that the time of flight counters and the drift chamber can be installed.

Oxford Instruments Ltd. has constructed the new superconducting coil for CLEO II and it is presently crossing the Atlantic. It should arrive at Cornell in early October where it will be assembled with the magnet iron so that full field testing including heater induced quenches can be carried out. The field will also be mapped during this period. It was tested to 40% full current at the factory before shipping and worked well. The clear bore diameter is 2.88 m with a coil diameter of 3.08 m and an overall length of 3.5 m. Niobium-titanium drawn in copper, braided and imbedded in high purity aluminum forms the superconducting wire for the coil which will provide a 1.5 Tesla field with a 0.2% uniformity over the volume of the drift chamber. The coil is wound in two layers on the inside of a support cylinder lined with high purity aluminum which acts as a shorted secondary for energy extraction during a quench. The support cylinder is cooled by liquid helium circulating by thermosiphon action from a storage dewar on top of the coil through tubing attached to the cylinder. After the tests, the magnet will be disassembled and moved to the experimental area after the present detector is removed. This will occur during the summer of 1988. The return yoke pieces of the magnet steel were fabricated by Dominion Bridge-Sulzer from steel that was originally part of the NASA cyclotron magnet which had been stored at Brookhaven National Laboratory. The magnet iron is all at Cornell at the present time.

Iarocci Tubes (graphite coated plastic counters) operating in proportional mode using Argon-10% Methane will be used for the muon

detection system. Proportional mode operation should provide longer lifetime and less problematic operation for these counters. This mode of operation is possible by using slightly modified existing electronics in use in the high pressure dE/dx system in operation in the present CLEO detector. Three layers of tubes will be placed in each of three gaps in the return yoke iron. A three layer set of tubes covers each end of the steel yoke. Using three layers will provide redundancy and will give detection efficiencies in excess of 96%, the value for two layers of tubes. The sense wires will register the azimuthal coordinate and cathode strips will measure the coordinate along the axis of the detector. Groups of 15 strips will be connected together by 100 ohm resistors between each strip and will be read out by two electronic channels operating in a charge division mode. Groups of sense wire signals are connected together in the same fashion. This reduces the total number of signal cables and electronic channels needed by a factor of 7.5. The measured spatial resolution in prototype tests connected in this manner was 80 mm for each coordinate. 1800 counters (80 mm x 5 m) are needed for the barrel and approximately 600 counters are required for the ends. More than one third of the counters have been constructed and leak checking and initial cosmic ray testing are underway. The performance of the counters is excellent and the yield from the production line is more than adequate to meet our schedule.

The installation schedule for CLEO II starts with the shutdown of CLEO and CESR at the end of March 1988. During the last five weeks of this period the 11 cm diameter inner vacuum pipe of CLEO will be replaced by a 5 cm diameter 0.3 mm thick Be beam pipe surrounded by a prototype high resolution vertex detector using DME as the operating gas. If these tests are successful a new vertex detector will be constructed and installed one year after CLEO II starts running. The projected spatial resolution based on prototype tests mentioned previously indicates that 35μ should be

possible operating the chamber at one atmosphere. One of the critical design parameters is cooling the Be beam pipe with material with zero thickness to remove the 50 watts generated by beam image currents in the Be. Since it is the vertex resolution that impacts the physics any material degrades this due to multiple scattering. Slow drift gases like DME require very good temperature uniformity throughout the chamber to achieve their full resolution capability.

During the CLEO II installation, several modifications will be carried out on CESR and the injection system to further improve the luminosity performance. Besides the modifications to CESR a new synchrotron radiation facility will be installed to double the number of available beam lines. This will insure that CHESS continues to be a lively laboratory for synchrotron radiation research. The present plan is to have CESR and CLEO II operational in January 1989.

References

1. Updated Proposal for Improvements to the CLEO Detector, CLNS 85/634, 1985.
2. Construction of the CLEO II Drift Chamber, M. Pisharody, et. al., IEEE Trans. on Nuc. Sci., NS 33, No. 1, 172 (Feb. 1986).
3. Cesium Iodide Calorimeter with Photodiode Readout for CLEO II. C. Bebek, CLNS 87/67 1987 (to be submitted to Nucl. Inst. and Meth.).
4. Tests of Cesium Iodide Crystals for an Electromagnetic Calorimeter, E. Blucher et. al., Nucl. Inst. and Meth. A249 (1986) 201.

ПРОЕКТ ДЕТЕКТОРА КЕДР

В.В.Анашин, Э.В.Анашкин, В.М.Аульченко, Л.М.Барков, С.Е.Бару,
А.Е.Блинов, В.Е.Блинов, Г.А.Блинов, А.Е.Бондарь, А.Д.Букин,
А.А.Воробьев, А.Е.Волков, В.Р.Грошев, В.Н.Жилич, А.А.Жоленц,
С.Г.Клименко, В.Н.Козлов, Г.М.Колачев, А.С.Кузьмин, П.К.Лебедев,
Л.Ю.Лельчук, Г.Д.Минаков, М.Д.Минаков, С.И.Мишнев, В.П.Нагаслаев,
А.Б.Номероцкий, А.И.Онучин, В.С.Панин, Ю.Н.Пестов, В.В.Петров,
Ю.В.Приль, И.Я.Протопопов, Т.А.Пурлац, Н.И.Роот, В.А.Родякин,
Л.В.Романов, А.В.Рылин, Г.А.Савинов, В.А.Сидоров, Ю.И.Сковпень,
А.Н.Скринский, В.П.Смахтин, С.В.Суханов, В.А.Таврский, В.И.Тельнов,
А.Б.Темных, Ю.А.Тихонов, Г.М.Тумайкин, А.Е.Ундрус, А.Г.Чилингаров,
А.Г.Шамов, Б.А.Шварц, А.И.Шушаро, С.И.Эйдельман, Ю.И.Эйдельман

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

П.Л.Фрабетти

Болонский университет, НИЯФ, Италия

А.М.Кассата, К.Де Мартинис, Ф.Паломбо, А.Сала

Миланский университет, НИЯФ, Италия

В.Либерали, Ф.Малоберти, П.Ф.Манфреди, Д.Марриоли, П.Массетти, В.Пе,
В.Специали, Л.Верчелли

Университет Павия, НИЯФ, Милан, Италия

Детектор КЕДР предназначен для экспериментов на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-4М в области энергии до 6 ГэВ в пучке. Программа экспериментов включает исследование физики b -кварков, а также изучение двухфотонных процессов.

Проект КЕДР возник на базе объединения работ над проектами СКМ^{1/1} и МД-2^{2/}. Активная работа в области Υ -мезонов на детекторах ARGUS, SLEO, Crystal Ball, CUSB и разработка мощного детектора SLEO-II^{3/} привели к тому, что группы МД-2 и СКМ^{1/1} объединились, чтобы создать детектор, который мог бы конкурировать с SLEO-II, выходя на эксперимент позже. Разработка физического проекта КЕДР закончилась в конце 1986 г. Требования разработки детектора с высокими параметрами и изготовления его в короткие сроки привели к тому, что было принято решение по некоторым системам детектора вести разработку дублирующих вариантов. Это

относится к электромагнитному калориметру, системе идентификации адронов и катушке магнита.

По сравнению с СЕО-11 в проекте КЕДР заложены следующие преимущества: 1) лучше разрешение вершинного детектора; 2) возможность идентификации пионов и каонов в области импульсов выше 1 ГэВ/с; 3) лучше угловое разрешение э.м.калориметра; 4) регистрация рассеянных электронов с высоким энергетическим разрешением для исследования 2γ -процессов.

Коллайдер ВЭПП-4М

Коллайдер ВЭПП-4М на энергию до 6 ГэВ состоит из двух полуколец, радиусом 45 м и двух прямолинейных промежутков по 40 м. Один промежуток используется для систем инжекции и резонаторов, второй - под эксперимент и будет видоизменяться в зависимости от эксперимента. В каждом полукольце орбиты e^+ и e^- разводятся, что позволит работать в режиме 2×2 сгустка. В полукольцах установлены магнитные "змейки" для увеличения эмиттанса пучка. Бета-функции в месте встречи $\beta_z = 5$ см. В этих условиях светимость при энергии 5,5 ГэВ будет составлять $5 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Постановка специального резонатора позволит укоротить сгусток и получить при $\beta_z = 2$ см светимость $1,5 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Ведутся работы над проектом монохроматизации /4/. Реализация этого проекта позволит в 5 раз уменьшить энергетический разброс и получить светимость, превышающую $10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Кроме того, подготовлен проект получения продольно поляризованных пучков /5/. На энергии γ -мезона степень поляризации около 80%.

Общая схема детектора

В стадии проработки находятся два варианта детектора (рис.1 и 2). Основное отличие этих вариантов заключается в э.м.калориметре. В первом варианте калориметр содержит 17 т йодистого цезия, во втором - 40 т жидкого криптона. Меньшие размеры калориметра в первом варианте позволяют заменить сверхпроводящую обмотку на теплую, сохраняя поле 2 Тл. В остальных варианты одинаковы и состоят из следующих систем: I. Вакуумная камера с тонкостенной трубой вокруг места встречи. II. Координатная система, включающая в себя микровершинный детектор, вершинный детектор и центральную дрейфовую камеру. III. Системы идентификации адронов, включающие сцинтилляционные счетчики и один из следующих детекторов, на которые отведено 15 см радиальной толщины: черенковские счетчики на аэрогеле, искровые счетчики с локализованным рядом, детектор черенковских колец. IV. Электромагнитные калориметры. V. Обмотка магнита. VI. Ядро магнита, являющееся одновременно адронным фильтром. Вес ядра 1000 т. VII. Пробежная система.

Кроме того, за линзами расположена система регистрации рассеянных электронов для изучения двухфотонных процессов.

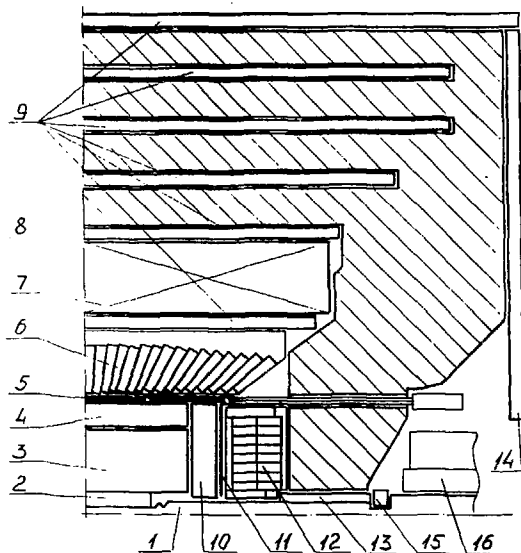


Рис. I.

- 1 - труба вакуумной камеры места встречи,
 2 - верхний детектор,
 3 - центральная дрейфовая камера,
 4, 10 - черенковские счетчики на азрогеле,
 5, II - времяпролетная система,
 6 - цилиндрический секционированный е.м. калориметр на основе СаJ

- 7 - обмотка,
 8 - ярмо,
 9, 14 - мюонные камеры,
 12 - торцевой секционированный е.м. калориметр на основе СаJ,
 13 - компенсирующий соленоид,
 15 - монитор светимости,
 16 - квадруполь

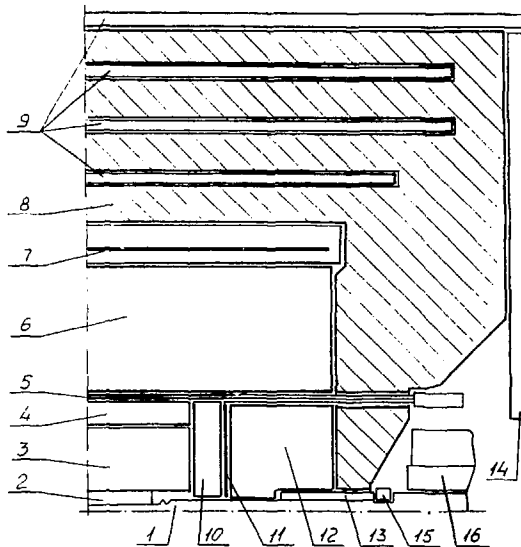


Рис. 2.

- 1 - труба вакуумной камеры места встречи,
 2 - верхний детектор,
 3 - центральная дрейфовая камера,
 4, 10 - черенковские счетчики на азрогеле,
 5, II - времяпролетная система,
 6 - цилиндрический секционированный е.м. калориметр на основе жидкого Кр,

- 7 - сверхпроводящая обмотка,
 8 - ярмо,
 9-14 - мюонные камеры,
 12 - торцевой секционированный е.м. калориметр на основе жидкого Кр,
 13 - компенсирующий соленоид,
 15 - монитор светимости,
 16 - квадруполь.

Система регистрации рассеянных электронов

Проект системы подробно описан в работах /1,6,7/. Для регистрации рассеянных электронов с каждой стороны от детектора поставлены по два магнита так, что угол поворота орбиты в экспериментальном промежутке около 16° . Рассеянные электроны, проходя дублет линз, поворотными магнитами выводятся за пределы вакуумной камеры, где производится их регистрация. Регистрируются электроны с энергией 0,45–0,97 от энергии пучка. Средняя эффективность двух рассеянных электронов в диапазоне инвариантных масс рожденной системы 0,5–4 ГэВ составляет около 15%. Фон от однократного тормозного излучения, возможно, заставит выбросить электроны с углом вылета, меньшим 0,2 мрад, что снизит эффективность примерно до 5%.

Точность измерения энергии рассеянных электронов составляет 10^{-3} , разрешение по инвариантной массе около 15 МэВ, что на порядок выше достигнутого на сегодня /8/.

Микровершинный детектор

Для выделения событий, содержащих В- и D-мезоны, а также τ -лептоны, важно измерять положение вершин их распадов с точностью, лучшей, чем длина их пролета до распада. Последняя величина при энергии пучка 5,3 ГэВ составляет 400 мкм для τ -лептона и D^{\pm} -мезонов и 30 мкм для В-мезонов. Отсюда видно, что для τ -лептонов и D^{\pm} -мезонов требуется точность измерения вершины $\ll 100$ мкм, а для В-мезонов – на порядок выше. Решение первой задачи возлагается на вершинный детектор (ВД), а для решения второй задачи разрабатывается микровершинный детектор на основе полосковых полупроводниковых счетчиков, помещенных внутрь вакуумной камеры на расстояние около 1 см от пучка. В этом случае точность, обусловленная многократным рассеянием в счетчике (300 мкм кремния), составляет 10 мкм для частиц с импульсом 0,5 ГэВ/с. Для счетчика с шагом полосок 50 мкм в "ДА-НЕТ" режиме точность $\sigma = 15$ мкм. Измерение центра тяжести заряда позволяет улучшить точность в несколько раз.

Для регистрации сигналов предполагается разработать специальную электронику типа МИКРОПЛЕКС, расположенную непосредственно около счетчиков.

Вершинный детектор

ВД состоит из дрейфовых трубок, изготовленных из алюминизированного лавсана толщиной 20 мкм. Технология изготовления и результаты испытаний прототипов описаны в /9/. ВД состоит из трех двойных и двух одинарных слоев трубок, последние повернуты относительно оси на $1,5^\circ$ для измерения продольной координаты. ВД занимает пространство по радиусу от 55 до 125 мм. Герметичный объем ВД позволяет поднять давление газа до 3 атм.

На прототипе получено разрешение 80 мкм для частиц, пролетающих на расстоянии большем 2 мм от анодной проволоочки. Около проволоочки разрешение в 2 раза хуже и определяется кластерным эффектом. Результаты получены при нормальном давлении. Повышение давления улучшит разрешение.

Центральная дрейфовая камера

Основу центральной дрейфовой камеры (ЦДК) составляет ячейка, разработанная для детектора SLD /IО/. Особенностью ячейки является малое расстояние между анодными проволоочками (5 мм). Максимальное расстояние дрейфа 30 мм. На "холодном" газе получено среднее разрешение по ячейке 55 мкм, минимальное расстояние между частицами, когда их можно зарегистрировать независимо, около 1 мм /II/.

Корпус ЦДК представляет собой цилиндр диаметром и высотой около 1 м, сделанный из стеклотекстолита. Полевые проволоочки $\phi 150$ мкм из титана, анодные $\phi 28$ мкм из вольфрама. Ячейки объединены в суперслои по 6 слоев с каждым суперслоем. Всего в ЦДК 7 суперслоев, три из них наклонены на угол 100 мрад. ЦДК будет работать на "холодном" газе, расчетная пространственная точность в одном слое 100 мкм.

Разрешение по импульсу $(\sigma_p/p)^2 = A^2 p^2 (\Gamma \Delta V) + B^2$, где A определяется точностью камер, Δ - многократным рассеянием. При использовании только ЦДК (база 37 см, число измерений 42) $A = 5 \cdot 10^{-3}$, $B = 2,7 \cdot 10^{-3}$. С привлечением Вд (база 46 см, число измерений 48) $A = 3 \cdot 10^{-3}$, $B = 3,0 \cdot 10^{-3}$. Точность измерения полярного угла θ зависит от величины угла и составляет $\sigma_\theta = 2 \cdot 10^{-3} \sin^2 \theta$ при $\theta > 45^\circ$. Точность измерения ионизационных потерь оценивается в 12%, что позволит идентифицировать π - и K-мезоны до импульсов 0,65 ГэВ/с.

Сцинтилляционные счетчики

Счетчики расположены перед калориметром. Цилиндрическая часть состоит из 2 слоев по 32 счетчика. Каждый счетчик просматривается ФЭУ с двух торцов. Торцевая часть состоит из одного слоя счетчиков толщиной 2 см. Счетчики имеют форму трапеции и просматриваются одним ФЭУ. В каждом торце содержится 32 счетчика. В системе будет использована пластмасса NE-110 и умножители XR2262. Временное разрешение счетчика не хуже 300 пс. Такое разрешение позволит разделять пионы и каоны по двум слоям счетчиков до импульса 0,75 ГэВ/с, а по одному слою до 0,62 ГэВ/с (на уровне 2 σ).

Черенковские счетчики на аэрогеле

Счетчики расположены за ЦДК по образующей цилиндра и на торцах. В счетчиках используется аэрогель с показателем преломления $n = 1,035$, пороговое значение релятивистского фактора $\gamma = 3,9$. Корпус счетчика имеет размеры 20x20x15 см³, его внутренняя поверхность покрыта диф-

фузно отражающей краской. Толщина аэрогеля 10 см. Каждый счетчик просматривается двумя фотоприемниками.

Фотоприемник состоит из планарного ЗОП'а и фототриода, суммарный коэффициент усиления 300, диаметр фотокатода 5 см, квантовая чувствительность 15%. От релятивистской частицы в двух фотоприемниках образуется около 10 фотоэлектронов. Сигналы с фотоприемников подаются на усилители с уровнем шума 200 электронов. Всего в детекторе будет 180 таких счетчиков.

Черенковские счетчики позволяют разделять пионы и каоны до импульса 1,85 ГэВ/с.

Более подробно описание счетчиков дано в докладе А.И.Воробьева на данном симпозиуме /12/.

Искровые счетчики с локализованным разрядом

Времяпролетная система строится на основе искровых счетчиков с временным разрешением $\sigma = 25$ пс /13/. Корпус счетчика состоит из алюминиевой трубы ϕ 50 мм и толщиной 0,5 мм. Толщина каждого электрода 2 мм. Система состоит из двух слоев счетчиков. Средняя толщина материала на пути частиц 0,1X₀. Координатное разрешение вдоль счетчика 1 мм, поперек счетчика 2 см.

Реализация системы позволит разделять пионы и каоны на уровне 2 σ до импульсов 2,3 ГэВ/с².

Подробное описание системы дано в работе /14/.

Детектор черенковских колец

По сравнению с RICH для детекторов SLD /10/ и DELPHI в области энергии ВЭПП-4М импульсы частиц невелики, поэтому можно использовать только жидкий радиатор. Частицы проходят радиатор (фреон C₆F₁₄) толщиной 1 см, находящийся в кивете из кварца. Черенковские фотоны, пролетая расстояние 8 см, попадают в детектор фотонов на основе паров ТМАЕ. Релятивистская частица образует около 20 фотоэлектронов, диаметр кольца 20 см. Координаты фотоэлектронов достаточно измерять с точностью 3 мм.

Реализация этого проекта позволит разделять пионы и каоны на уровне 2 σ в диапазоне импульсов 0,23-4,8 ГэВ/с.

Калориметр на основе йодистого цезия

Основой калориметра являются сцинтилляционные кристаллы йодистого цезия. Калориметр состоит из цилиндрической части и двух торцевых. Полный телесный угол 0,98 от 4 π . Цилиндрическая часть содержит 2800 счетчиков. Каждый счетчик представляет собой усеченную пирамиду высотой 30 см (16,1 X₀), размеры малого и большого торцов 5x5 и 7x7 см². Полный вес кристаллов цилиндрической части калориметра 14 т. Сбор све-

та осуществляется с большого торца на фотодиод или фототриод $/15/$ с диаметром фотокатода 40–50 мм.

Торцевой калориметр состоит из кристаллов прямоугольной формы размером $6 \times 6 \times 30$ см³, разделенных в продольном направлении на две половины, каждая из которых просматривается своим фотоприемником. Полное число фотоприемников в торцевых частях 1200, вес кристаллов 3 т.

Сигнал с фотоприемника подается на усилитель с уровнем шума 400 электронов. На прототипе счетчика получен эквивалентный уровень шума 0,1 МаВ.

Расчетное энергетическое разрешение калориметра

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{2,5\%}{\sqrt{E(\text{ГэВ})}}\right)^2 + \left(\frac{0,1\%}{E(\text{ГэВ})}\right)^2$$

Калориметр на основе жидкого криптона

Калориметр представляет совокупность ионизационных камер. Толщина калориметра 70 см ($15,2X_0$), зазор между электродами 2 см, толщина электродов 0,5 мм стеклотекстолита. На первых $5X_0$ электроды разбиты на полоски шириной 1 см для измерения x - и y -координат точки конверсии фотона. Остальные $10X_0$ -"башни" с площадью основания 20×20 см². Количество каналов электроники 15 тысяч. Калориметр состоит из трех блоков – цилиндр и два торца. Телесный угол, в котором фотон проходит > 70 см криптона, 0,98 от 4π . Масса криптона в цилиндре 35 т, в двух торцах 5 т.

Результаты расчета энергетического разрешения приведены на рис.3. Видно, что разрешение примерно такое же, как для калориметра на йодистом цезии.

Точность измерения координат фотона определяется шириной полоски 1 см и составляет $\sigma = 3$ мм. Для сравнения координатная точность на детекторе СЛБО-П равна 12 см при энергии 100 МаВ и 6 мм при 1 ГэВ $/16/$.

Пробная система

Система состоит из 8 октантов, перекрывающих угол 0,67 от 4π , и двух торцов, полный телесный угол системы 0,99 от 4π . Адронным фильтром является ярмо магнита толщиной около 1 метра, калориметр и катушка магнита. За пределы ярма вылетают мюоны с энергией, большей 1,7+2,1 ГэВ. В октантах железо разбито по толщине на 4 слоя. После каждого слоя поглотителя расположен чувствительный слой из стримерных трубок.

Стримерные трубки имеют диаметр 40 мм, анодная проволочка из позолоченного молибдена ϕ 0,1 мм. Продольная координата измеряется по равенности времен прихода сигнала на концы трубки. Чувствительные слои будут состоять из трубок длиной 3–5 м, соединенных последовательно по 4 трубки. Полное число трубок 5 тысяч.

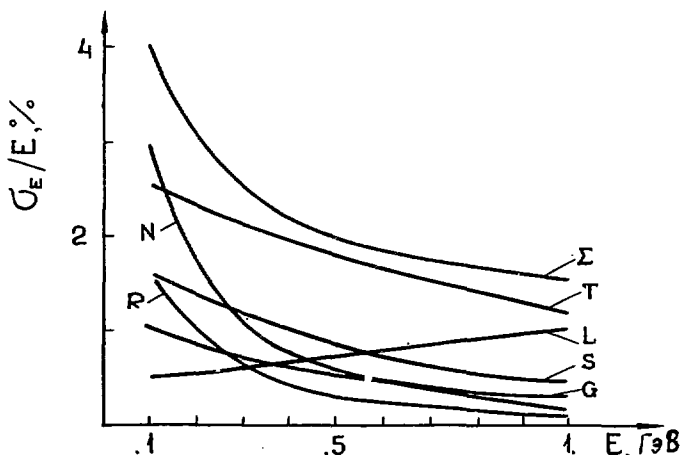


Рис.3. Энергетическое разрешение калориметра на жидком Kr :
 L - продольные утечки ливня. T - поперечные утечки (суммирование по 4 "башни"). S - потери энергии в веществе электродов. G- зависимость амплитуды от точки образования заряда в зазоре (время сбора 0,1 электронной компоненты). R- радиоактивность криптона. N- шумы электроники. Σ - результирующее разрешение.

Более подробно пробная система представлена в докладе М.Ю.Дельчука на данном симпозиуме /17/.

Обмотка магнита и компенсирующие обмотки

Для теплой обмотки при межполюсном зазоре 2,5 м и поле 2 Тл потребляемая мощность 3,5 Мвт.

Особенностью сверхпроводящей обмотки является косвенное охлаждение шины через стенку из нержавеющей стали. Витки с/п шины уложены на внутреннюю поверхность бандажа из нержавеющей стали и спаяны с ним. Гелиевый объем наливного кювета имеет емкость 500 литров. Расчетный расход жидкого гелия 6 л/час.

В компенсирующих с/п-обмотках поле до 7 Тл. Обмотки расположены в гелиевом криостате. Конструкция компенсирующих обмоток позволяет использовать их в качестве крионасосов.

Электроника

Основой электроники являются спецкрейты, расположенные в пультовой регистрации, в которых вырабатывается информация для многоступенчатого триггера и производится временная и амплитудная оцифровка сиг-

налов. Цикл магистрала 100 нс. Мощность, потребляемая крейтом, 1 кВт. На детекторе будет около 70 таких крейтов. Крейты расположены в стойках-воздуховодах, вентиляция и питание централизованное.

Связь электроники с ЭВМ происходит через крейт КАМАК. Для быстрой обработки событий к основной ЭВМ будет присоединен спецпроцессор АП-32 /18/. Быстродействие электроники позволяет вводить в ЭВМ информацию со скоростью 200 событий в секунду.

Более подробно электроника детектора представлена в докладе С.Е.Бару на данном симпозиуме /19/.

Литература

1. Г.А.Аксенов и др. Препр.ИЯФ 85-125 (1985), 86-II (1986), Новосибирск.
2. В.М.Аульченко и др. Автоматиз. исслед. в яд. физике и смежн. областях. Тбилиси, "Мецнтреба", 1984, с.117. XII Межд. симп. по яд. электронике, ДПЗ-85-793, Дубна, 1985, с.319.
3. N.V.Mistry. Proceed. of the III Intern. Conf. on Instrum. for Col. Beam Physics, INP Novosibirsk, 1984, p.265.
4. А.А.Жоленц, О.А.Нажевенко. XIII Межд. конф. по ускорит., т.1. Новосибирск, "Наука" СО АН СССР, 1987, с.70. Препринт ИЯФ 86-145, Новосибирск, 1986.
5. X Всесоюз. совещ. по ускорит., ОИЯИ, Дубна, 1986.
6. А.Е.Бондарь и др. XIII Межд. конф. по ускорит., т.П. 1986, Новосибирск, "Наука" СО АН СССР, с.68.
7. A.A.Zholents. Intern. Conf. on Advances in Exper. Meth. for Col. Beam Physics, SLAC, 1987.
8. S.E.Baru et al. Preprint INP 86-108, Novosibirsk, 1986.
9. V.M.Aulchenko et al. Preprint INP 84-166, Novosibirsk, 1984.
10. SLD Design Report. SLAC-Report 273, 1984.
11. W.B.Atwood et al. SLAC-PUB-3910, 1986.
12. В.А.Аксенов и др. Настоящий сборник, с.313.
13. Yu.N.Pestov. Intern. Conf. on Advances in Exper. Meth. for Col. Beam Physics, SLAC, 1987.
14. Ю.Н.Пестов, К.Н.Путылин. Препринт ИЯФ 86-57, Новосибирск, 1986.
15. И.Ю.Редько и др. ПТЭ, № 2 (1986), 76.
16. E.Blucher et al. CLNS-86/721, Cornell, 1986.
17. В.М.Аульченко и др. Настоящий сборник, с.371.
18. Г.А.Аксенов и др. Труды III Межд. конф. по метод. экспер. на встр. пучках, Новосибирск, 1984, стр.173.
19. В.М.Аульченко и др. Настоящий сборник, с.371.

THE LARGE CYLINDRICAL DRIFT CHAMBER FOR THE BES SPECTROMETER
AT THE BEPC COLLIDER

Bai Jing-zhi, Ma Ji-mao, Mao Hui-shun, Xie Pei-pei, Yan Jie,
Liu Rong-guang, Mao Ze-pu, Rong Gang, Shen Ben-wei, Song Xiao-fei,
Wang Yao-hut, Wang Yun-yong, Zhou Jie

Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, China

1. Introduction

The Beijing Spectrometer (BES) is a general purpose detector designed to work at the BEPC e^+e^- collider. The physics objectives of the BES program require the reconstruction of exclusive final states. A large cylindrical drift chamber, called "the main drift chamber", is used for tracking, momentum measurement and energy loss dE/dx measurement of charged particles. The chamber is designed to satisfy the following requirements:

- (1) - Large solid angle coverage.
- (2) - High detection efficiency and easy of pattern recognition.
- (3) - Good momentum resolution in the 4,5 KG magnet.
- (4) - Good dE/dx measurement capability to provide useful information for e/μ and low momentum k/π separation.

In this paper, we will describe the geometrical and electrical parameters of our design, some details of construction, the gas mixture selection, the expected performance and the prototype tests.

2. Design Description of the Drift Chamber

The drift chamber forms the heart of the BES spectrometer for the BEPC, shown in Fig.1. The chamber has 2.30 m outer diameter and 0.31 m inner diameter. The active length is 2.20 m. The inner wall of the main drift chamber supports a small cylindrical drift chamber, called "the central drift chamber", containing four layers of sense wires. The main drift chamber is supported inside a gas sampling

barrel shower counter being assembled inside a 4.5 KG conventional solenoidal magnet. Between the shower counter and the drift chamber is the barrel TOF scintillation counter used in the trigger and to measure time of flight.

The schematic view of the main drift chamber is shown in Fig.2 and the relevant drift chamber parameters are summarized in Table 1.

Table 1. Main Drift Chamber Parameters.

Layer	Radius at Center (cm)	Half Cell Width (cm)	Stereo Angle (degree)	Cell Number
1	21.5	1.41	-2.27	48
2	29.5	1.93	0	48
3	37.5	1.96	+3.17	60
4	47.5	3.11	0	48
5	57.5	3.11	-5.02	58
6	67.5	3.12	0	68
7	77.5	3.12	+5.04	78
8	87.5	3.12	0	88
9	97.5	3.12	-5.05	98
10	107.5	3.12	0	108

2.1. Cell Design and Electric Structure

The design of the main drift chamber is based on a four sense wire cell as shown in Fig.3^{1/1}. The sense wires are staggered $\pm 350 \mu\text{m}$ from the cell axis to resolve left-right ambiguity in the cell. There are guard wires at each end of the cell, 1 guard wire for layers 1 through 3 and 2 for layers 4 through 10, to get better field shaping and gain equalizing at the endmost sense wires. Potential wires are placed between the sense wires to reduce crosstalk between sense wires, to reduce electrostatic deflection of the sense wires, and to control the gain of the sense wires. The spacing between adjacent sense wires is 1 cm. The average cell half widths are 1.4 cm for layer 1, 1.9 cm for layers 2 and 3, and 3.1 cm for layers 4 through 10 respectively. Because of varying width of the cell, the high negative voltages on the field wires increase radially in order to maintain equal gains on the sense wires through a resistor-divider chain.

The sense wires are made of $30 \mu\text{m}$ diameter gold-plated tungsten, which are tensioned to 100 g giving $77 \mu\text{m}$ gravitational sag in the center of the wire. The guard wires and potential wires are $100 \mu\text{m}$ gold-plated Inconel 600 and tensioned to have the same sag as the sense wires. The field wires are $178 \mu\text{m}$ gold-plated Beryllium/Copper and the end field wires in the cell have a large diameter, $200 \mu\text{m}$,

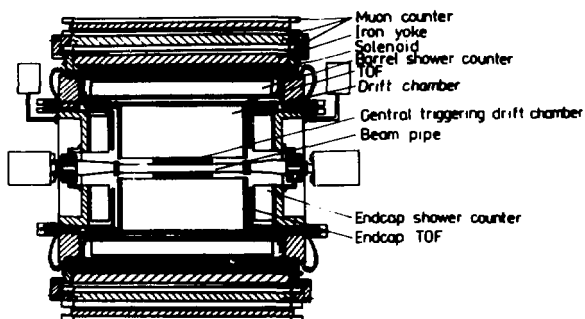


Fig.1. Plan view of the BES Spectrometer for BEPC.

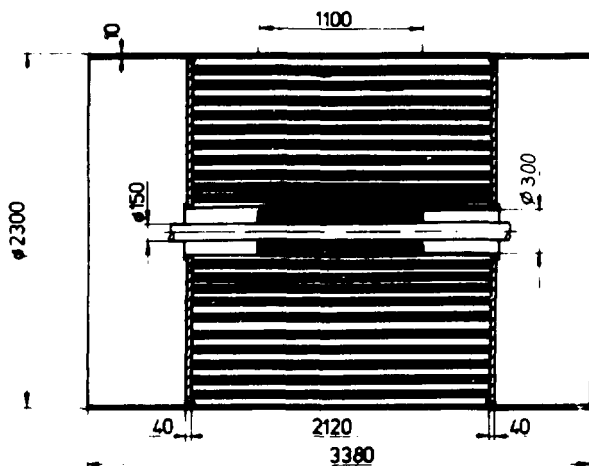
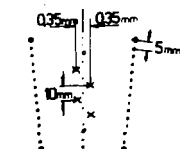


Fig.2. Section of the main drift chamber.



- x Sense Wire $\phi 30 \mu\text{m}$
- . Potential Wire $\phi 100 \mu\text{m}$
- o Guard Wire $\phi 100 \mu\text{m}$
- Field Wire $\phi 70 \mu\text{m}$
- Thick Field Wire $\phi 220 \mu\text{m}$

Fig.3. Chamber cell structure.

in order to keep the electric field on the wire surface below a certain value to prevent carbon filament ("whiskers") growth.

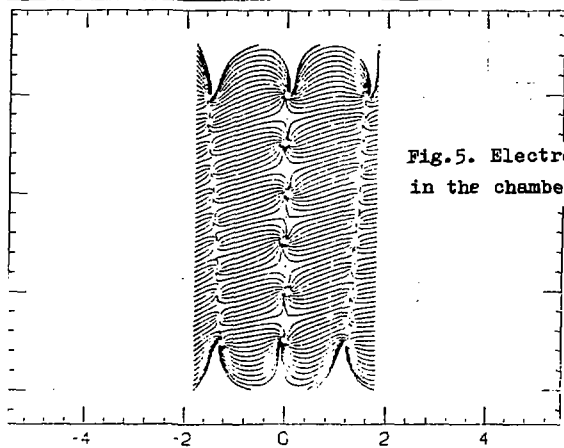
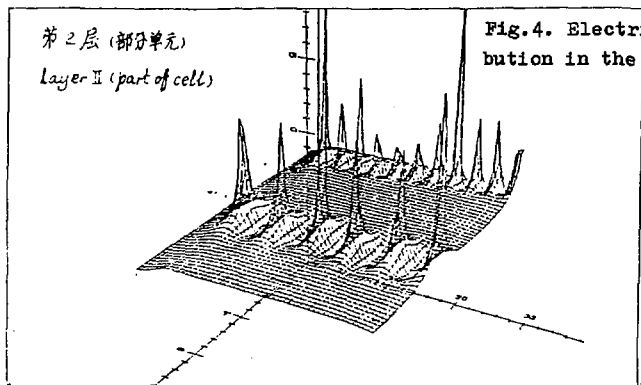
The cell structure is design to provide as constant an electric field as possible to simplify space-time relation and to have uniform dE/dX sampling regions. The electrostatic calculation has been completed. Fig.4 shows the distribution of the electric field in the cell, which is remarkable uniform over most of the cell volume. Fig.5 shows the corresponding electron drift trajectories in the magnetic field. This good space-time linearity helps provide good accuracy in pattern recognition and track finding. The small difference between charge of the unit length on sense wires ensures variation within about +/-10% of the gain on the sense wires. Four hits or three hits in a cell can give a small vector of a track, which makes track reconstruction easier.

2.2. Layer design

The drift chamber consists of ten concentric cylindrical layer each containing 48 to 108 cells counted from layer 1 to 10 for a total 702 cells. Alternate layers have their wires either parallel to the cylinder axis or at a small angle to the axis to provide stereo information, which is used to determine the coordinate of track along axis (Z). The total wire number in the chamber is 19380, including 2808 sense wires and 40 samples for tracking and dE/dX measurement of charged particles traversing the full radial extend of the chamber.

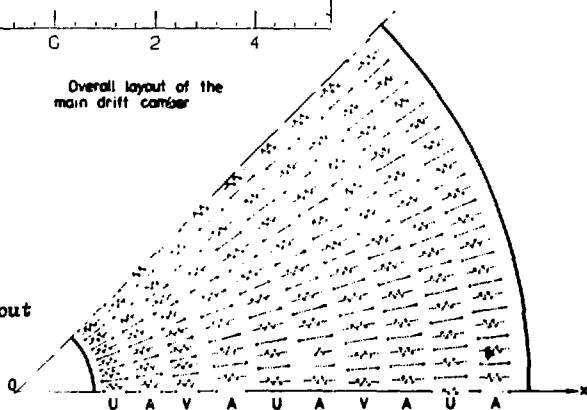
For the trigger requirement, the first four layers are arranged in some symmetric way, while other layers in randomization as shown in Fig.6. The angular offset between the starting point of the cell patterns in the axial layers are adjusted to maximize the distance between tracks and the sense and field wire positions. This guarantees that a track cannot everywhere be near sense or field wires where the measurement accuracy tends to be worst.

Constant gain of all sense wires is desired independent of boundary conditions such as presense of neighbouring layers and presense of the walls at the inner and the outer radius. For this purpose, the radial distance between layers is maintained at 2.3 cm minimum, including the displacement of stereo wires toward the center in the middle of the stereo layers. The inside surface of the inner and outer walls are maintained at a voltage approximately half the high voltage on the nearby field wires close to these boundaries.



Overall layout of the main drift chamber

Fig.6. Overall layout of the chamber.



3. Mechanical Design and Construction

The wires have been strung between 4 cm aluminium endplates. The endplates are held apart by a 2 mm thick carbon-fiber plastic inner cylinder and by a 1 cm thick cylindrical aluminum outer shell. The outer shell has twelve large windows for access. The windows will be closed with equally thick aluminum covers. To strengthen chamber structure during wire stringing, twelve addition steel beams were mounted on the outer shell between the endplates, which will be removed after covers are on. The chamber body can be rotated on four wheels of the stand to make wire stringing and soldering in the horizontal position.

The high voltage skins wire installed on the inside surface of the chamber walls with copper-clad kapton. The HV will be applied on the skins to maintain a uniform electric field in the inner-most and the outer-most layers.

The wire pass through the holes of the endplates and positioned by plastic insulating feedthroughs. The precision holes in the endplates were drilled with about 50 μm rms position accuracy on the numerally controlled milling machine and sampling measurement to check some of hole positions has been made at factory. The feedthrough were made from injection molded Delrin. The hole at the end of the feedthrough to locate the sense wire is 190 μm in diameter, but the wire position is more precise by insuring that it is always on one certain side of the hole. The diameter tolerance of the feedthrough, concentricity and roundness of the feedthrough holes are $\pm 25 \mu\text{m}$ accurate and the position of any wire is therefore known to approximately about 80 μm in the endplates. The endplate alignment was made with about 250 μm accuracy by professional survey people.

Before going into the clean room, which is dust-free and temperature controlled, the chamber body, especially near 40000 holes in the endplates, was carefully cleaned to remove dirt and gresse. The total load from wire tension is about 9000 kg. The endplates were prestrained with 72 steel tierods tensioned by die-springs to keep wire tension uniform. The steel rods were removed as wire stringing progressed.

Soldering was chosen as the method to attach the wires at each end with the chamber in the horizontal position and flux used for soldering was only rosin. We have completed the wire stringing in about 6 months.

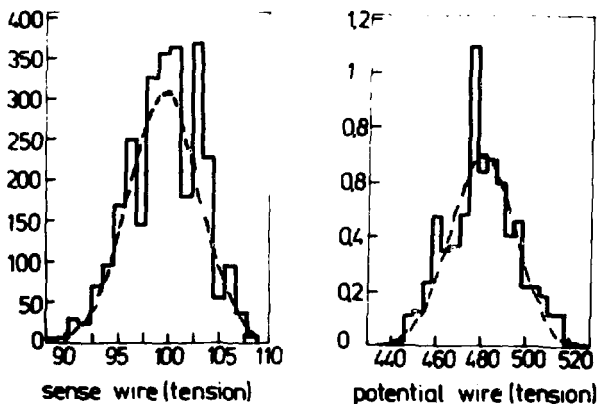
The wire tention was checked by measuring wire resonance frequency in the magnetic field or in the HV ad field. Wire with ten-

sion, which was out of the tolerance, has been replaced. Fig.7 distribution of wire tensions. The standard deviation of a Gaussian distribution fit is about 3%. HV testing was done in the air. If a wire had an excessive current, it was cleaned with a piece of sponge absorbing pure ethanol. This cure failed in very few cases.

4. Working Gas Selection

The choice of the working gas is crucial. Besides the requiring good drift properties, good position and dE/dx resolution, and small sensitivity to concentration change, the attention was paid especially to the gas stability against breakdown. The high electric field (about 20 kV/cm) on the surface of the field wires makes possible the growth of "whiskers" if certain organic compound are present in the large quantity. Though many gases were considered, we plan to use the 89% Argon/10% CO₂/1% CH₄ as working gas, which do not grow "whiskers" and is used by HRS, MK3 and MK2/SLC chambers for years without ageing problem. It is also save and cheaper than other kinds of gases, such as ethane, propane, isobutane, etc., in China.

Based on many existing measurements of gas properties^{/2/}, we have made additional studies for China-produced gases. Drift properties of several gas mixture commercially obtained have been measured in a small drift chamber with uniform electric field. Multiplication factor measurements were made in a proportional counter. The degradation of performance of the drift chamber using different gases has been tested in a series of "30×30" cm² planar chambers irradiated with 5 MeV electron beam. Fig.8 shows the measured electron drift velocities V_D as a function of the electric field E for the Argon/CO₂ and other gas mixtures in various proportion. The 90% Argon/ 10% CO₂ gas mixture reaches saturation drift velocity of 5 cm/ μ s at about $E = 750$ v/cm. Adding a little bit (1%) of methane does not change the drift velocity much, but the problem of secondary emission occasionally observed in Ar/CO₂ can be cure^{/3/}. The maximum width of the main drift chamber cell is 6.2 cm, making the maximum drift time approximately 620 ns, which is acceptable for the readout electronics. Fig.9 shows the measured results on leakage current, pulse height, counting rate plateau and energy resolution for Ar/CO₂ and other gas mixtures. Pure Ar/CO₂ shows the best performance, and has no significant change for charge up to 9.4×10^{19} electrons except somewhat larger leakage current^{/4/}. The magnetic drift angle has been measured previously by us, giving a value of 19 degrees in the magnetic field of 4.5 kG for the Ar/CO₂=90%/10%,



$$\sigma/t_M \approx 3\%$$

Fig.7. Distribution of wire tensions.

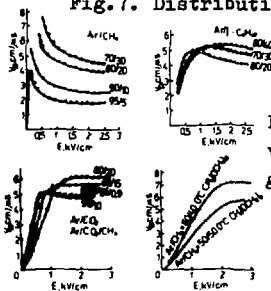
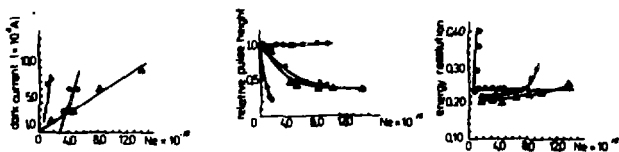


Fig.8. Electron drift velocity versus electric field for several gas mixtures.



Ne - Total number of electrons collected per mm of anode wire
 (a) and (b) - 0.8Ar - 0.2CO₂, Δ - 0.90Ar - 0.08CH₄, x - 0.7Ar - 0.31C₂H₆

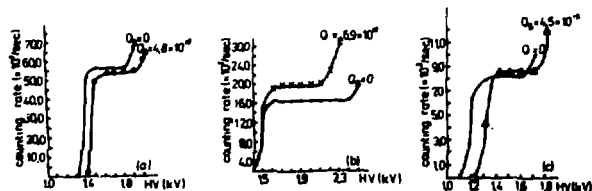


Fig.9. Ageing effects of the chamber.

which is smaller than other gas mixtures. Therefore our present choice for working gas is 89% Ar/10% CO₂/1% CH₄ even it may not be the best for dE/dX measurement. The calculated most probable energy loss E_{mp} of the minimum ionizing particles is about 1.38 KeV, corresponding to produce total 95 electron-ion pairs.

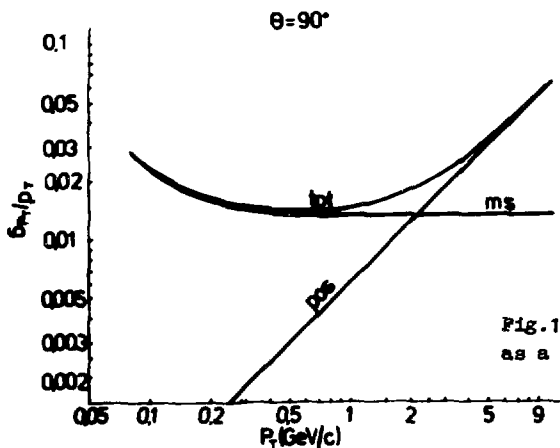
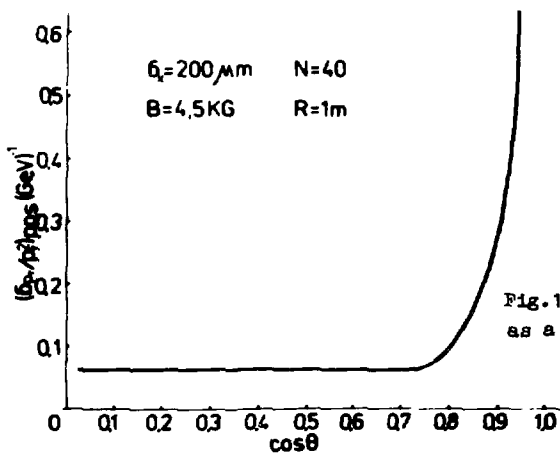
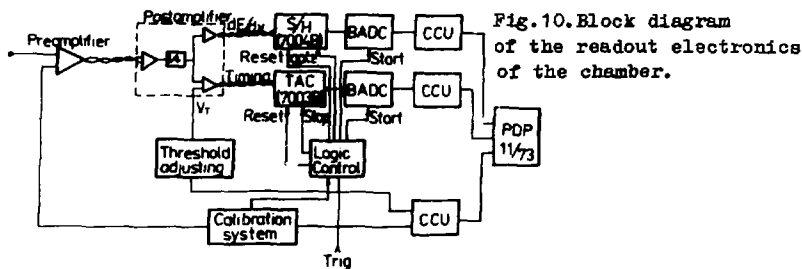
During chamber running, a fraction of the input and exhaust gas will be pass through a small drift chamber with uniform electric field to monitor changes in pulse height and drift velocity due to contaminations or changes in atmospheric conditions. The oxygen level will be monitored either.

5. Readout Electronics

The block diagram of the readout electronics for the drift chamber is shown in Fig.10. Since the charged particle multiplicity in 4 GeV region is about four, we adopt single hit readout electronics for its simplicity and lower price. Limited space on the chamber requires use of a very compact preamplifier design. The NH19-6112 wide band, low noise, hybrid IC current amplifiers are used for this purpose, one for each channel, four channels contained on one PC board. The gain of the amplifier is $2 \times 12 \text{ mV}/\mu\text{A}$, rise time is 5 ns, typical noise level is 50 nA rms and power dissipation is only 30 mw. The best solution to the signal/noise problems is to mount preamplifier directly on the chamber, within approximate 5 cm from its sense wire. A problem produced by four sense wires per cell is the presence of pulse of opposite polarity, induced by neighbouring wires. The preamplifier boards therefore contain a string of "cross-talk decoupling" resistors connecting each sense wires to its nearest and next nearest neighbours. The value of each resistor is chosen to compensate for the positive induced pulse to below 1.5%.

Connections to the outside of the detector for the preamplifier signal output are then accomplished with 5 m long twisted pair cables, which attach to the postamplifier modules. The postamplifier crates are located on the endcap of the detector. The postamplifier module with CAMAC single width contain 16 channels made of six layer printed board. The postamplifier's functions are as follows:

- (1) - To amplify further the signal from the preamplifier.
- (2) - To shape the signal with "pole zero filter" cutting 1/t long tail.
- (3) - To split the signal into two ways, one carried to the low threshold discriminator as timing signal for drift time measurement, other used for dE/dX measurement.



(4) - To compensate for shape distortion of the signal induced by long distance transmission of the cable.

The threshold level of the timing signal is provided by the programmable threshold-adjusting circuit.

The timing signals are carried on 25 m long twisted pair cables to the 7003B TAC modules (16 channels/module) in the electronics room as start signal for time measurement, The common stop signal comes from trigger output for data taking. The amplitude information from 7003B TAC are then send to BADC, which convert the amplitudes to digits and has some data processing ability to supress data amount for offline analysis. The preprocessed data by BADC are then fed to VAX11/785 on-line computer. The dE/dX signal from the postamplifiers are carried to 7004B sample and hold (SHAM) modules (32 channel/module) via 25 m long twisted pair cables. which integrate the signal charge. The integrated charge information of the 7004B SHAM are sent to BADC and are then to fed to online computer after conversion and data pre-processing.

Logic control system provides both "on-line" and "calibration" modes to operate the readout electronics. In the calibration procedure, the calibration system produces the Cal. signals carrying both standard time interval and charge information and send them directly to the inputs of the preamplifier by the calibration program.

There are 2808 channels for time and dE/dX measurement each. We have tested a "small" readout system consisting of 576 time channels and 32 dE/dX channels using PDP11/73 online computer. The obtained performance of this is summarized in the Table 2.

Table 2. Performance of the Tested "Small" Readout System

Time	Measurement
Gain	180 ps/BADC Count
Pedestal	$\sigma = 0.8$ BADC Count
Integrated Non-Linearity	0.12% (typ.) (0-680 ns)
Top Drop During Gate Closed	+/-0.01%/10 ms
Time Walk	$\sigma = 1.6$ ns (eff. threshold 100 μ V, 4X-40X, tr=10 ns)
Eff. Noise Level	20 μ V rms
Trigger Rate by Noise	Not Seen ($V_{eq} = 120$ μ V, Gated 10000 Times)
Long-term Stability: Gain and Pedestal Changes of All Channels	≤ 2 counts and $\leq 0.2\%$ (24 hrs)

dE/dX	Measurement
Integrated Non-Linearity	< 1.5% (after Quadratic Correction) (15 - 1400 FC)
Eff. Input Noise Charge	$\sigma_{ENC} = 5$ FC
Drift Time Effect	< 1%/640 ns (Input = 1400 FC)
Top Drop During Gate Closed	+/- 0.1%/10 ms

6. Expected Chamber Performance

We expect to operate the chamber at the gas gain of $< 5 \cdot 10^4$, which is determined by both position resolution and dE/dX resolution requirements.

6.1. Position Resolution

We expect to measure position from drift times to an accuracy σ_x of 200 μm or better for an individual wire. The position resolution is determined principally by the diffusion of the electrons during drifting towards the sense wires and the errors from readout electronics and wire location should be small relative to the diffusion effect on the drift time measurement. In our case of maximum radial distance traversed by particles $R = 1$ m and sample point number $n = 40$, the errors of the azimuthal angle at origin for track measurement is 0.22 mr corresponding $\sigma_x = 200$ μm .

The stereo layer method gives (for small bending) a resolution of Z coordinate measurement σ_z of about 4 mm^{1/5}. The result above has assumed that the association of a track with its stereo hits has been made. This is often straight forward at low multiplicity since there will then often be only one stereo choice, per layer, for each track.

6.2. Momentum Resolution

The drift chamber will operate in a conventional solenoid magnet with field of 4.5 KG. The expected projected transverse momentum resolution ($\Theta = 90$ degrees) from contribution of position resolution is given by

$$\left[\frac{\sigma(p_T)}{p_T} \right]_{pos} \approx 3.3 \cdot 10^3 \left[\frac{\sigma_x}{BR^2} \right] \cdot p_T \cdot \sqrt{720/(n+5)}.$$

In the case of $n = 40$ and $R = 1$ m, we get $\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = 0.7\% p_T$, which does not include the contribution from Coulomb multiple scattering. Fig. 11 shows $\left[\frac{\sigma(p_T)}{p_T^2} \right]_{pos}$ as a function of $\cos(\Theta)$.

Since most of particles have momentum below 1 GeV/c, the momentum resolution will be determined dominantly by multiple scattering other than the position resolution. Attention was paid to keep the material amount seen by charged particles to a minimum under possible conditions. We divide this into two parts, the beam pipe, central drift chamber and inner wall of the main drift chamber and the gas and wires in the main drift chamber itself. The material prior to entering the chamber typically produces a small energy loss and an abrupt change in track angles. The material in the chamber produces a continuous deviation from the ideal helical orbit, resulting in an error in both angular measurements and the momentum. Multiple scattering is expected to contribute an additional resolution of about 1.3% to the transverse momentum error for the existing material amount of 9.9×10^{-3} in the chamber. The total momentum resolution will sum up quadratically both position resolution and multiple scattering contributions and we have:

$$\left[\frac{\sigma(p_T)}{p_T} \right]^2 = (0.7\% p)^2 + (1.3\%)^2$$

Fig. 12 shows $\left[\frac{\sigma(p_T)}{p_T} \right]_{pos}$, $\left[\frac{\sigma(p_T)}{p_T} \right]_{ms}$, and $\frac{\sigma(p_T)}{p_T}$ as function of momentum p_T .

6.3. dE/dX Resolution

The goal for particle identification is to separate charged particles over momentum range of interest, which in this case is $p < 1$ GeV/c. Because of the low momentum involved, the time of flight (TOF) technique using scintillators is very effective. Since most electrons and pions have β very close to 1, the shower counter technique must be used for π/e separation. However, we would want extra factor of separation by measuring the energy loss dE/dX in the gas for the particle. This comes about because the energy loss is a logarithmic function of $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, which is very much larger for an electron than a pion.

dE/dX information is obtained from pulse height measurement of the sense wire signals. For the gas mixture of Ar/CO₂/CH₄ = 89%/10%/1%, we calculated the most probable energy loss of a particle as follows^{6/}:

$$E_{mp} = \left[\frac{dE}{dX} \right]_{mp} = 0.153 \left(\frac{Z}{A} \right) \cdot \rho \cdot t \cdot \left(\frac{t}{\beta^2} \right) \cdot \left\{ \ln \left[0.153 \left(\frac{Z}{A} \right) \cdot \rho \cdot t \cdot \text{mec} / I^2 + 0.891 + 2 \ln(\beta \gamma) - \ln \beta^2 - \beta^2 - 8 \right] \right\}$$

where Z , A , and t are atomic number, atomic amount, density and thickness of the gas mixture respectively. I is the

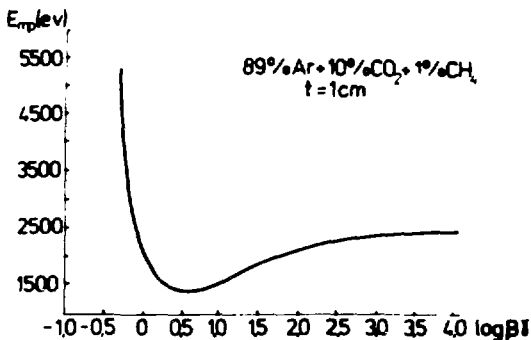


Fig. 13. The most probable energy loss of the particles as a function of $\beta \gamma$.

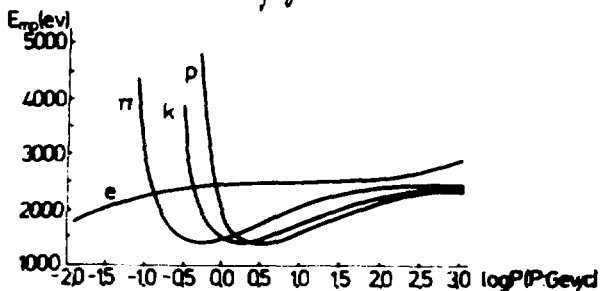


Fig. 14. The most probable energy loss of the particles as a function of $\log P$.

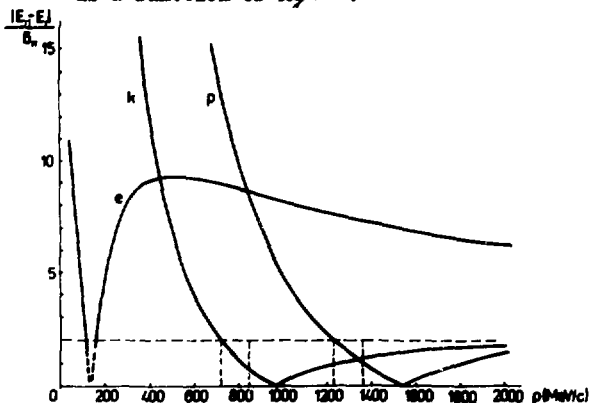


Fig. 15. Difference between energy deposition in the chamber for \mathcal{H}/k , \mathcal{H}/e and \mathcal{H}/p in units of the width of \mathcal{H} distribution.

average ionization potential. ρ is correction term of the density effect, and

$$\begin{aligned} \delta &= 0, \quad [X < 2.0] ; \\ \delta &= 4.606(X-2.61) + 0.3518(4.0-X)^3, \quad [2.0 < X < 4.0] ; \\ \delta &= 4.606(X-2.61), \quad [X > 4.0], \end{aligned}$$

with $X = \lg \delta$. Fig. 13 shows $E_{(mp)}$ as a function of $\beta \cdot \delta$ and Fig. 14 as a function of $\beta \rho$.

To evaluate the expected dE/dX resolution by experimental models, we start with single sample distribution, which is

$$FWHM(1)/E = 81.0(\alpha \cdot t/I)^{-0.32}$$

where $\alpha \cdot t = 0.153 (Z/A) \rho \cdot t$. In our case, it gives $FWHM(1)$ 93.4% corresponding $\sigma(1)/E = 39.7\%$. For sample number of $n=40$, we get improvement of the resolution by a factor of $n^{-0.43}$:

$$\sigma(n)/E = [\sigma(1)/E] \cdot n^{-0.43}$$

giving $\sigma(40) = 8.13\%$. In practice, we define a quantity of $|E(i) - E(\pi)|/\sigma(\pi)$, where $i = e, k, p$, to measure the power of the particle identification. Fig. 15 shows the $|E(i) - E(\pi)|/\sigma(\pi)$ as a function of momentum p . Energy resolution of $\sigma(40)/E = 8.13\%$ implies that we can get 2σ separation up to momentum $p = 720 \text{ MeV}/c$ for π/k and up to $p = 1.230 \text{ GeV}/c$ for π/p . The practical results may be worth than this estimation by 10-30%. There are regions of the poor identification by dE/dX measurement itself (for example, near 1 GeV/c for π/k). The TOF information is used to eliminate this problem. With $t = 200 \text{ ps}$, TOF is adequate for the identification of most k/π and the 3σ separation point for π/k is about 800 MeV/c (2σ up to 1.1 GeV/c).

7. Prototyping

Prototyping efforts have been carried out. We have built several prototypes to study various aspects of chamber design and construction as well as gas properties. A 50 cm long prototype consisting of 4 layers of 3-4 cell each with final design has been tested on K2 test beam of the 12 GeV proton synchrotron at KEK, Japan¹⁷⁾.

Using the Lecroy 2229 8-channel TDC with 0.5 ns bin width, the drift distance X and drift time relation was got, showing very good linearity with drift velocity of 5.19 cm/ μs . Resolution of $\sigma(x) = 170-210 \mu\text{m}$ has been obtained within a half cell width of 3.1 cm as shown in Fig. 16. The data was binned in 2 mm wide bins

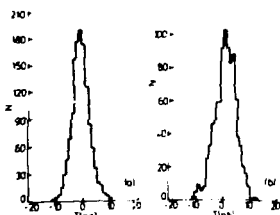
in X , where X is the distance between the track and the sense wire. The position resolution σ_x was measured as a function of X by averaging the variance of the distribution of residuals obtained by fitting tracks. It was assumed that

$$\sigma(x)^2 = \sigma(0)^2 + \sigma(d)^2 = \sigma(0)^2 + D^2 x,$$

where $\sigma(x)$ is the total resolution for an individual wire, $\sigma(0)$ is the resolution with no X dependence, and $\sigma(d)$ is the resolution due to X dependent effects. Then $\sigma(d)$ is assumed to be a result of diffusion, i.e. $\sigma(d) = D \sqrt{x}$, where D is an effective diffusion coefficient. A least square line fit was made to

$\sigma(x)^2$ versus $X > 6$ mm to determine D and $\sigma(0)$. We got $D = 73 \mu\text{m}/\text{sqrt}(\text{cm})$ and $\sigma(0) = 162 \mu\text{m}$. These parameters are used to calculate the average resolution across the cell $\langle \sigma \rangle$.

Using Lecroy 2249W 12-channel ADC with $1 \mu\text{s}$ gate width the full width of the individual wire pulse distribution for sample of T_r 's is roughly 130% of the peak, somewhat worse than the calculated value possibly due to the noise. Because the distribution is shown towards large pulse heights, a truncation procedure is applied. Four of events (10 dE/dX measurements per event) are combined to get 40 dE/dX measurements as we will have in the final chamber. The pulse height for each track are ordered, and the highest are discarded



(a) $X=7\text{mm}$ $Q=1.2\text{ns}$ $Q_s=185\mu\text{m}$
 (b) $X=7\text{mm}$ $Q=4.0\text{ns}$ $Q_s=208\mu\text{m}$

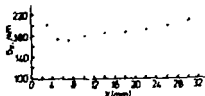
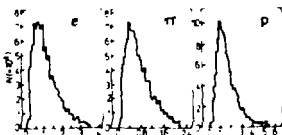
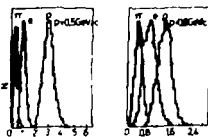


Fig. 16. Position resolution $\sigma(x)$ for an individual sense wire with the prototype.



Single pulse height, $\approx 10^4$ ch



Truncated mean pulse height, $\approx 10^4$ ch

Fig. 17. Results of dE/dX measurement with the prototype.

while the lower pulse height containing the maximum information are retained. Fig.17 shows the mean of the lowest 28 pulse height when 40 measurements are available. However, the resolution does not increase substantially as long as anywhere from 24 to 34 of the lowest pulse height are used. The superimposed Gaussian has a sigma about 15% of the peak value. The reasons for the difference between calculated and obtained dE/dX resolution are under analysis and may be tested further.

Conclusion

At the time of this talk (September, 1987), the chamber is presently being leak tested. We expect to have the drift chamber ready for assembling of TOF counter in December, 1987 and for assembling of detector in experimental hall in April and cosmic-ray test in July 1988. The detector will be moved into the interaction region of BEPC in December, 1988 for checkout. After gaining some experience with timing and dE/dX measurement in the first a few months, if the chamber (and the detector) performs as designed, we will be able to carry out our physics program at the BEPC.

Acknowledgements

It is a great pleasure to thank Dr. Shi Huan-zhang for providing tension measuring equipment and technique. We are particularly grateful to Professor Ye Ming-han (IHEP), A. Seiden and H.F.W. Sadrozinski (SCIPP, Univ. of California), Dr. G. Hanson (SLAC) and Dr. Xu Rong-sheng (IHEP AN SCIPP, Univ. of California) for their valuable opinions and great help on chamber design and construction. Thanks also go to KEK for providing test beam. We also wish to thank Electronics Department, IHEP for assistance on electronics and all relevant factories and companies for the chamber machining and construction.

References

1. Proposal for the MARK2 at SLG, April 1983, CALT-68-1015 DOE Research and Development Proposal.
2. Ma J.M. etc. Drift Velocity and Drift Angle Measurements. MIT-LNS Technical Report, No. 129, October 22, 1982.
Sadrozinski H.F.W. Design Criteria for the Construction of a Cylindrical Drift Chamber for e^+e^- Physics. - In: Proceedings of the Workshop on Colliding Beam Physics, Beijing, June 12-21, 1984.

3. Ma Ji-Mao etc. A Drift Chamber with Uniform Electric Field and Measurements of the Electron Drift Velocity. - In: Physica Ener-giae Fortis at Physica Nuclearis, vol.9, 1 (1985).
4. Wang Yun-yong etc. Priliminary Test for Ageing Effect of Drift Chambers. - In: Physica Ener-giae Fortis at Physica Nuclearis, vol.9, 273 (1985).
5. Seiden A. Considerations and Goals for a Central Drift Chamber for e^+e^- Physics in the 3-5 Gev Range. - In: Proceedings of the Work-shop on Collision Beam Physics, Beijing, June 12-21, 1984.
6. Mao Hui-shun. Estimation of Energy Loss dE/dX at Main Drift Chamber of Beijing Spectrometer. - In: Physica Ener-giae Fortis at Physica Nuclearis, vol.10, 752 (1986).
7. Bai Jing-zhi, Mao Hui-shun etc. Beam Tests of the Prototype of RES Main Drift Chamber. - In: High Energy Physics and Nuclear Physics, vol.11, 441 (1987).

EXPERIMENTS WITH HIGH ENERGY NUCLEAR BEAMS
AT BROOKHAVEN: FROM AGS TO RHIC*

T. W. Ludlam
Brookhaven National Laboratory
Associated Universities, Inc.
Upton, NY 11973 USA

I. Introduction

It has been just about a decade since widespread interest began to develop in the physics of ultra-relativistic heavy ion collisions. During this time a whole new field of scientific endeavor has grown up with its roots firmly planted in both nuclear and particle physics, establishing for the first time in recent history firm collaborative bonds between the two communities.

We have now seen the first results^{1/} from experiments with high energy nuclear beams at Brookhaven and CERN. These experiments, which began about a year ago, use fixed targets at the AGS and SPS. These programs have begun with relatively light ions ($A \leq 32$ amu) to explore states of compressed nuclear matter in which high energy density is achieved in an environment of high baryon density at energies near the maximum for nuclear stopping.

The widespread interest and excitement which these experiments have generated is due in large part to the fact that they are providing the first glimpse of what is expected to be an entire new regime of physical phenomena, and that these experiments will be followed in the near future by measurements with much higher beam masses and much higher collision energies. This is the mission of the Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) project now being prepared for construction at Brookhaven.

In this presentation I will briefly describe the experiments which are now being carried out with ions accelerated in the AGS and the plans for heavier beams in the near future with the completion of the AGS Booster Synchrotron, which is now under construction. I will then discuss the status of the RHIC project.

II. Heavy Ion Experiments at the AGS

The system of accelerators which comprise the Brookhaven heavy ion program is illustrated in Fig. 1. Ions are injected into the AGS through a long transfer line from the Tandem Van de Graaff accelerator. The commissioning of ion beams accelerated in the AGS took place during this past

*Work done under the auspices of the U.S. Department of Energy

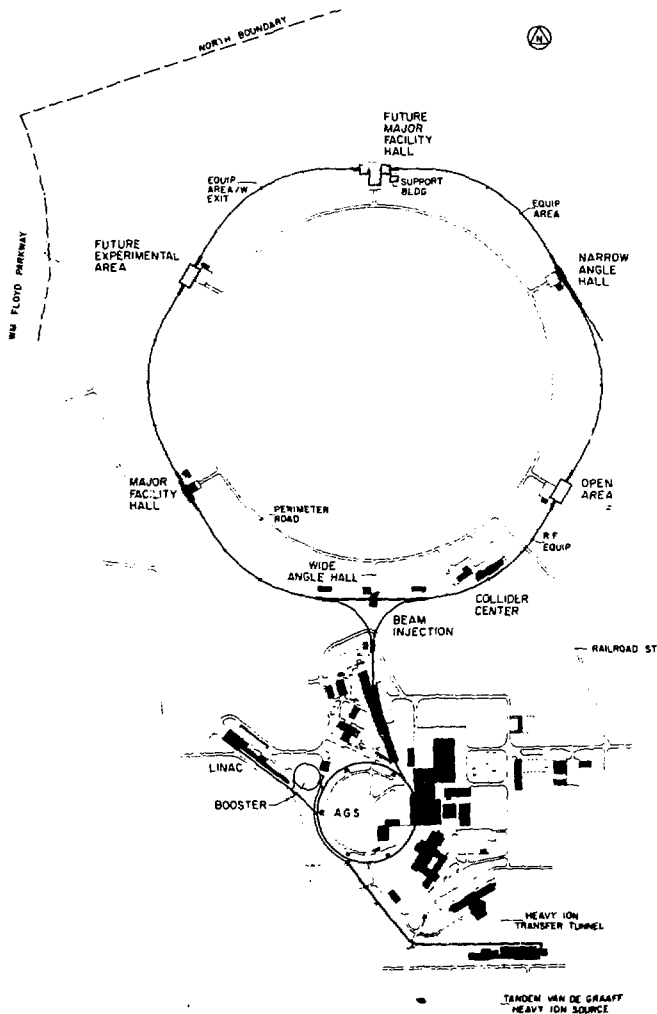


Fig. 1. Site map of present and proposed accelerators at Brookhaven. The Tandem Van de Graaff and the AGS with its linac injector are existing machines. The Booster Synchrotron for pre-injector to the AGS is currently under construction. The RHIC colliding beams accelerator to the north of the AGS complex is a proposed construction project.

year, and marks the first step in a long term plan for heavy ion physics at BNL, a summary of which is given in Table I.

Table 1. Heavy Ion Facilities at BNL

1986 Begin AGS Fixed Target Experiments

Beam Energy: Up to $28 \left(\frac{Z}{A}\right)$ GeV/amu

Ion Species: ^1H to ^{32}S

Flux: $\approx 10^9$ ions/pulse

Running Time: 5-10 weeks/year

1990* AGS Experiments with Booster Synchrotron

Extend ion mass to $A \approx 200$ (Au)

1993* Begin RHIC Collider Experiments

Beam Energy: Up to $250 \left(\frac{Z}{A}\right)$ GeV/amu per beam
in collider mode

Ion Species: ^1H to ^{197}Au

Total c.m. collision energy:

500 GeV (protons) 40,000 GeV (Au)

Luminosity: $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ $5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$

* Indicates proposed dates

The program currently in progress involves the acceleration of ions in the AGS to energies up to $28 Z/A$ GeV/amu, where Z/A is the charge-to-mass ratio of the accelerated nucleus. Present experiments involve direct injection, through the transfer line, from the Tandem accelerators to the AGS. In this mode, ions up to sulfur ($A = 32$) can be accelerated, fully stripped, in the AGS. The AGS cannot accelerate partially stripped ions. Acceleration of heavier ions requires higher energies at injection for higher stripping efficiency. In 1990 Brookhaven expects to complete construction of the Booster Synchrotron as part of a general program to improve the AGS performance.^{12/} The Booster will provide fully stripped ions up to Gold ($A \approx 200$) for injection to the AGS, with beam intensities up to $\sim 10^9$ ions/sec.

The AGS experimental halls contain four external beam lines capable of transporting particles at the full machine energy. Thus, in principle, four heavy ion experiments could be mounted simultaneously. There is, however, a strong program of experiments with high energy proton beams competing for beam lines and running time.

At present one major new heavy ion spectrometer has been built and operated. A second large experiment is in the midst of construction and has

taken preliminary data, and a third is carrying out detector feasibility studies. Beginning in November of 1986, the AGS has delivered oxygen and silicon ($A = 28$) beams to these experiments. In addition, several small, focussed searches have been run using passive detectors such as emulsions and plastic stacks.

Among the major heavy ion experiments at the AGS, one (E802) involves a newly-constructed spectrometer specifically designed for the measurement of particle production in nuclear collisions, with the capability for triggering on various event characteristics indicative of impact parameter, amount of energy deposited in the collision, or selected particle configurations in the final state. A plan view of this experiment is shown in Fig. 2. A moveable magnetic spectrometer subtending a solid angle of 25 msr pivots about the target to allow angular settings in the range from 5° to approximately 40° with respect to the beam direction. This spectrometer includes particle identification via segmented Cerenkov counters and an array of scintillation counters for time-of-flight measurements. Each of the tracking, Cerenkov and time-of-flight detectors in this spectrometer arm has an effective segmentation of several hundred detection elements. The experiment is designed to reconstruct and identify up to 20 charged particles in the spectrometer arm per event, at event rates up to a few 10^5 sec^{-1} . In addition to the moving spectrometer arm, several additional detectors provide event characterization at the trigger level. These include an array of proportional tubes surrounding the target, with read-out from 5000 cathode pads, to measure charged particle multiplicity; a wall of about 340 lead glass blocks to measure neutral energy over a large solid angle; and a small-solid-angle total absorption sampling calorimeter at $\theta = 0^\circ$. Experiment 802 has completed data runs with oxygen and silicon beams at 14.5 GeV/amu, and has presented results on energy emission and inclusive particle production in these collisions.^{1,3/}

A major experiment presently under construction (E814) will exploit calorimeter measurements over the full solid angle. The goal of this experiment is to investigate the properties of exotic nuclear states in a detector system whose capabilities range from a completely exclusive measurement of projectile fragmentation in a high precision forward spectrometer to the study of more central collisions with energy flow measurements in calorimeters. The fragmentation processes to be investigated may be initiated either by the nuclear or the Coulomb field of the target nucleus. The layout of Experiment 814 is shown in Fig. 3. This will be the only experiment in this energy range to have full-solid-angle coverage with finely segmented calorimeter detectors. The calorimeter system consists of approximately 1000 elements of uranium/scintillator detectors, a

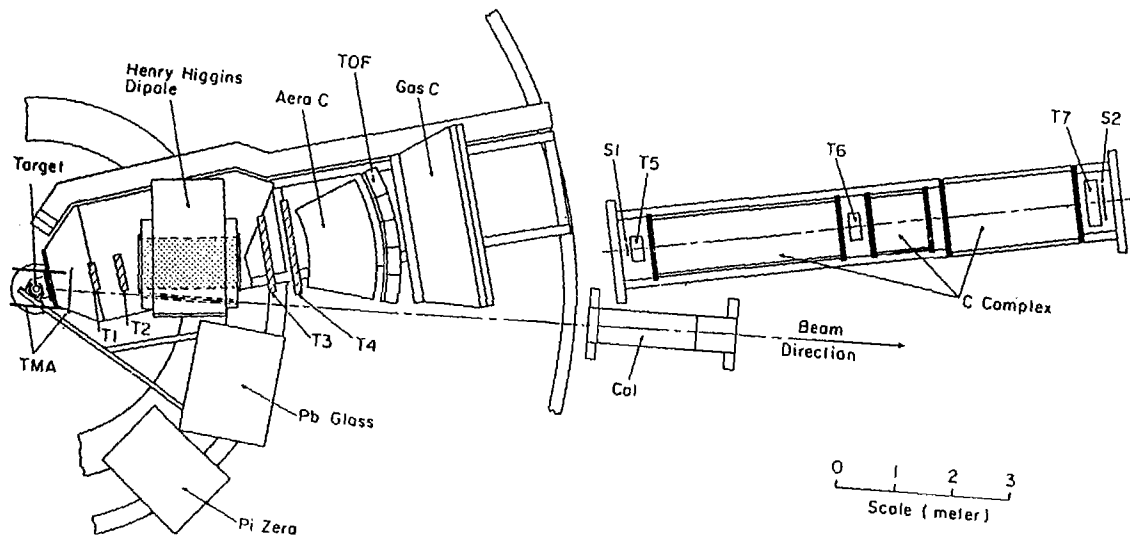


Fig. 2. Layout of AGS experiment E802.

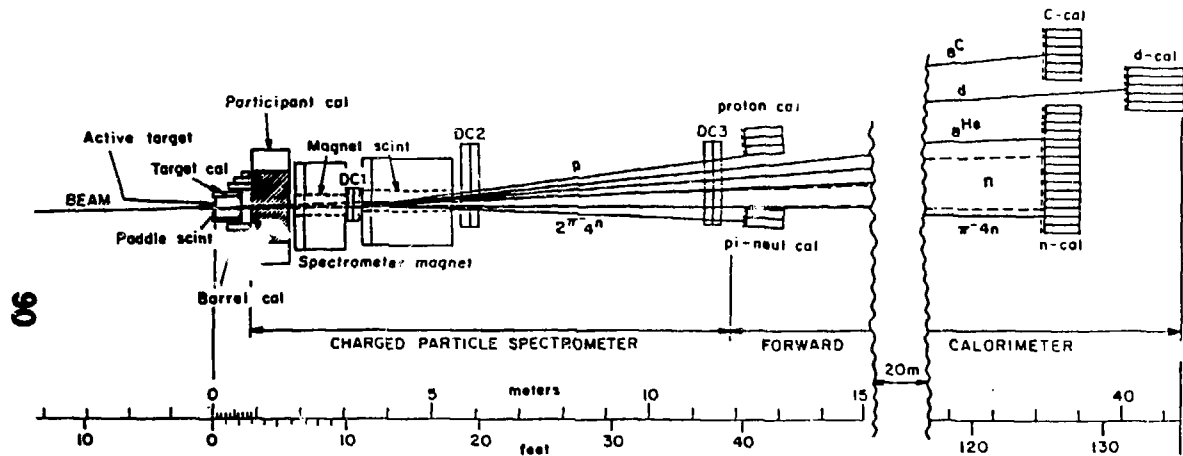


Fig. 3. Layout of AGS experiment E814.

lead/scintillator calorimeter with about 500 readouts using wavelength-shifting fiber optics, and 1000 sodium iodide crystals.

The calorimeter array is designed to provide an accurate and detailed measure of the energy flux at all angles for each event, and to use the energy-flow pattern to provide sensitive triggers for selecting either the very peripheral or the very central collisions.

Very peripheral collisions are selected by the requirement that the target remains intact during the collision. For these events the forward spectrometer, covering a 1° .5 forward cone, uses both charged-particle tracking with magnetic dispersion and total absorption spectroscopy to allow full reconstruction of the projectile fragments' masses charges and momenta. New and exotic states, for example, states of very high isotopic spin, multi-neutron bound states, or the predicted bound states of neutrons and negative pions ("pionets") can thus be recognized.

For the study of extreme central collisions, Experiment 814 is designed to take full advantage of 4π calorimeter coverage and a high-resolution forward spectrometer which can examine the individual projectile baryons. This makes it possible to look at the energy flow spectrum while at the same time counting the number of surviving nucleons in the projectile fragments. The finely segmented calorimeter array allows events characterized by high temperature or energy density to be examined for large-scale fluctuations in the angular distribution of the energy flux, azimuthal asymmetries, or other behavior characteristic of something beyond the familiar nucleonic degrees of freedom.

Experiment 814, using a test array of its uranium/scintillator calorimeters and sodium iodide detectors, has measured the transverse energy distribution in silicon beams on various targets at a beam momentum of 10 GeV/amu. The fully-configured detector array is scheduled to begin taking data in the spring of 1988.

Another experiment (E810) plans to look at a large fraction of the final-state particles in each event, using the latest electronic techniques to achieve the goals of a classical streamer chamber event in the extremely difficult environment of high multiplicity nucleus-nucleus events. This experiment uses the Multiparticle Spectrometer (MPS) user facility at the AGS. This has been a part of the BNL high energy physics program for many years. It is a large solid-angle detector based on a C-magnet with a pole area 6 ft. x 15 ft. with a 4 ft. high gap. This magnetic field volume is filled with tracking detectors, which currently consist of narrow-cell drift chambers designed for small multiplicities and high rates in experiments with proton beams and targets.

For the heavy ion experiments the MPS tracking detectors will be replaced by a new detector system based on the 3-dimensional point measurement capability of a large-volume time projection drift chamber (TPC). A prototype of such a chamber is presently being tested at the AGS.

III. RHIC: The Relativistic Heavy Ion Collider Project

Four years ago the concept of a heavy ion collider facility, reaching center-of-mass energies at least ten times higher than the fixed target experiments, was identified as the highest priority need for a new facility in the Long Range Plan for basic nuclear research in the United States.^{/4/}

Immediately thereafter, in 1983, the parameters and basic physics requirements for a heavy ion collider facility were discussed among the community at large as part of the Quark Matter '83 conference at Brookhaven.^{/5/} The technical parameters were developed for an accelerator complex which would utilize the existing facilities already in place for the ISABELLE/CBA project at Brookhaven, with the AGS as injector. With this as a starting point, an intensive accelerator physics effort was undertaken at Brookhaven during 1984 to understand the problems of accelerating and storing intense ultrarelativistic beams of highly charged nuclei, and to work out a detailed design for the collider. In January 1985 the RHIC proposal was submitted to the U.S. Department of Energy. The present Conceptual Design Report^{/6/} is an update of that proposal.

The basic parameters of the RHIC facility are illustrated in Fig. 4. The design calls for a top beam energy of 100 GeV/nucleon for ions of mass $A = 200$, and the acceleration of ion masses spanning the full periodic table. The complete accelerator complex, consisting of Tandem, Booster, AGS and RHIC will provide c.m. collision energies for gold beams ranging from $1.5 + 1.5$ GeV/nucleon to $100 + 100$ GeV/nucleon. This energy range is covered with no inaccessible gaps, and adequate beam intensities throughout. Because operation in the collider mode at very low energy would require very large aperture (and therefore very costly) magnets - much more so than is required at the top energies - the energy range is covered in three segments: As shown in Fig. 4, the range between fixed target AGS experiments and high energy collider operation is spanned by using one of the RHIC beams striking a fixed target. For this operation an internal gas jet target would be used.

The layout of the RHIC collider is shown schematically in Fig. 5. The circumference of the collider is 3833 meters. It consists of two accelerator rings with six crossing regions (insertions) where the counter-rotating beams are brought into collisions and experiments carried out. Particle bunches accelerated in the AGS to top energy (28 GeV for protons; 11 GeV/amu for gold)

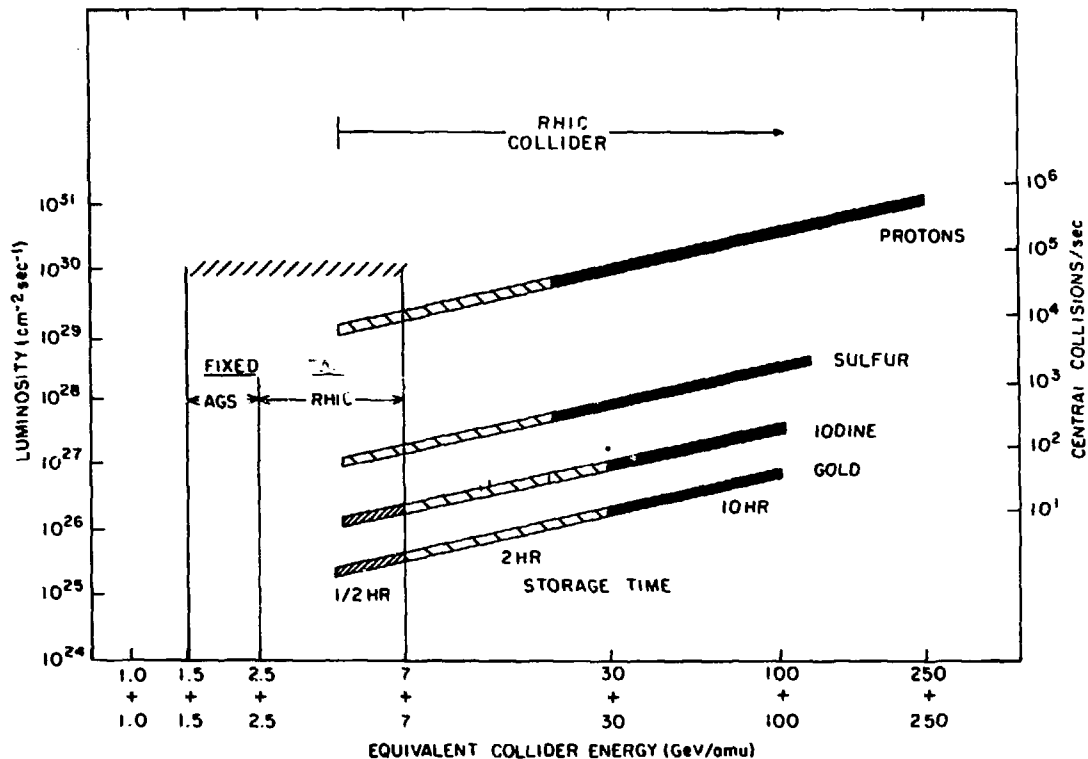


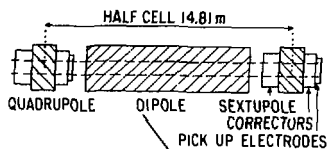
Fig. 4. The design luminosity, for various ion masses, as a function of collision energy over the full range accessible with AGS and RHIC. On the left-hand scale, central collisions correspond to impact parameter less than 1 fermi.

are transferred to the collider by a magnet system installed in the existing transfer line tunnels. Single bunches of ions are injected 57 times into each ring in boxcar fashion. Filling time per ring will be about one minute. For gold, as an example, there will be $\sim 1.1 \times 10^9$ ions/bunch, or 6×10^{10} ions in 57 bunches in each ring. For the lightest ions, hydrogen and deuterium, approximately 10^{11} ions/bunch can be stored in the machine. Acceleration will take approximately 60 seconds. Bending and focussing of the ion beams is achieved with superconducting magnets. Given that the machine will be built in the existing CBA tunnel, a cost optimization is achieved by filling the circumference with relatively low field magnets. The maximum energy of 100 GeV/amu for gold ions (250 GeV for protons) is reached with a magnetic field of 3.4 Tesla. Maximum operational flexibility is obtained with the magnets of each ring in separate vacuum vessels, with the beams in the arcs separated by 90 cm. Figure 5 illustrates a half-cell of the arc magnet lattice, consisting of a dipole, two quadrupoles, and lumped corrector coils.

The six beam crossing regions are designed to accommodate a range of configurations to fulfill the needs of experiments. These include head-on collisions of beam bunches as well as a range of crossing angles. The free space available for experimental equipment in each crossing region is 9 meters on either side of the intersecting point. For head-on collisions with gold ion beams at top energy, a luminosity of $4.4 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ averaged over a 10 hour beam lifetime is expected. For protons the expected luminosity is about $8 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. These maximum values will be decreased by a factor of ~ 4 for a beam crossing angle of 2 mrad. Collisions of unequal species, e.g., protons in one beam and gold ions in the other will be possible as well.

A large fraction of the RHIC facility already exists. For the injector complex, the Tandem Van de Graaff, AGS, and heavy ion transfer line are already operational; the Booster Synchrotron is under construction. Most of the conventional construction for the collider is complete, including the ring tunnel, main service building and experimental halls for four of the six intersection regions. In addition, the liquid helium refrigerator, capable of cooling all of the superconducting magnets in the collider has been completed (as part of the CBA project) and successfully tested. The refrigerator has a capacity of 25 kilowatts at a temperature of 4.3K. The estimated heat load for RHIC is ~ 10 kilowatts at 4.6K.

The superconducting magnets for RHIC have been designed.⁷⁷ The dipole magnets are of cos θ geometry with coil i.d. of 8.0 cm and yoke length 9.7 meters. The R&D work on these magnets is well along, and it is planned that a significant fraction of the magnets for the RHIC machine will be industrially fabricated. Figure 6 shows a magnet assembly, consisting of a dipole, quadrupole and corrector coils, mounted in a cryostat.



- 2 INTERSECTING RINGS
- 6 X-ING POINTS
- 3.8 km CIRCUMFERENCE
- 288 ARC DIPOLES
- 276 ARC QUADRUPOLES
- 84 INSERTION DIPOLES
- 216 INSERTION QUADRUPOLES

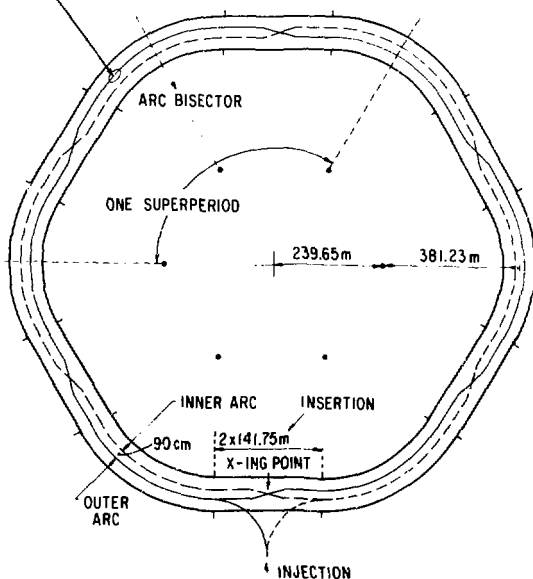


Fig. 5. Layout of the storage rings for the RHIC collider.

Four full-length, field-quality dipole magnets have been built and tested. All of these magnets reached fields of approximately 4.6 Tesla, or 35% higher than the operating field for RHIC, with virtually no training.

The magnet R&D program is continuing, with work now in progress on quadrupoles, corrector coils and the specialized magnets needed for the beam crossing regions. A full cell of arc magnets, consisting of two dipoles, two quadrupoles and lumped corrector package, will be installed and tested prior to the production of final magnets.

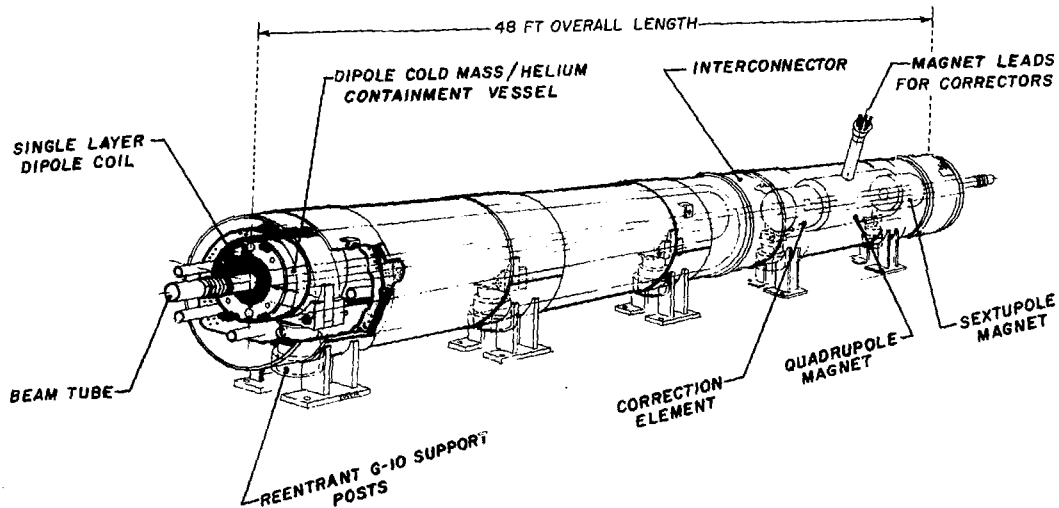
The Project has been reviewed and validated by the Department of Energy, and construction could begin in fiscal year 1989 if funds are made available. A five-year construction schedule is planned. The accelerator construction cost is roughly 200 million dollars, with an additional 70 million dollars budgeted for detectors (these figures are in FY 1988 dollars).

IV. Experiments and Detectors for RHIC

Of the six crossing regions built into the RHIC rings, those at the 2, 4, 6 and 8 o'clock positions have completed experimental halls, including support buildings and (except in the 4 o'clock "open area") crane coverage. The RHIC plan calls for mounting experiments initially in these four areas, leaving the remaining two unfinished until some later time.

The nature of these experiments, and specific designs for detectors have been studied by a number of groups at workshops and conferences over the past several years.^{8,9,10,11,12/} The measurement capability required for such experiments is similar to that which exists in spectrometers for high energy elementary particle experiments, but there are important differences. The most striking is the extraordinary level of particle multiplicities which experiments must deal with in high energy nucleus-nucleus collisions: Estimates for RHIC read up to ~ 10,000 particles per event. In addition, most of the essential measurements involve soft particles, with transverse momenta and pair masses characteristic of the kinetic energies in a thermalized plasma of quarks and gluons. This is in contrast with the elementary particle case where the focus is largely on rare processes produced in the high P_T tails of momentum distributions. In April 1985 a workshop involving about 100 nuclear and high energy physicists provided preliminary designs and cost estimates for a first-round suite of detectors for RHIC. The proceedings^{12/} from the workshop are available, and provide a detailed discussion of physics goals and conceptual designs for detector systems.

The second RHIC workshop was held this past May at Lawrence Berkeley Laboratory. This week-long meeting culminated a year of effort carried out by individual working groups holding meetings at BNL, CERN and elsewhere. The experiments which have now taken data with ion beams at the AGS and SPS have produced many new insights into the requirements for detectors and detector development as well as sharpening the physics focus as we prepare for the higher energy regime of RHIC. The results of this latest workshop, proceedings of which will be available soon,^{12/} represent a first step in the planning for the initial round of experiments at RHIC.



RHIC MAGNET ASSEMBLY

Fig. 6. RHIC magnet assembly: The drawing shows a half-cell of the arc magnet lattice, including a dipole, corrector package, quadrupole and sextupole magnets enclosed in their cryostat.

References

1. For extensive discussion see Proc. VI Int'l Conf. on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Aug. 1987, H. Satz and H. Specht eds. (to be published).
2. E. B. Forsyth and Y. Y. Lee, "Design and status of the AGS Booster Accelerator", BNL 39298 (1987).
3. T. Abbott et. al., Phys Lett. B 197, 285 (1987).
4. "A Long-Range Plan for Nuclear Science", report of DOE/NSF Nuclear Science Advisory Committee, Dec. 1983.
5. "Report of the Round Table Discussion of Prospects for Future Experiments", D. A. Bromley, chairman; Proc. III Int'l Conf. on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Nucl. Phys. A418, 375c (1984).
6. Conceptual Design of the Relativistic Heavy Ion Collider RHIC Brookhaven National Laboratory Report BNL 51932 (May, 1986).
7. See Ref. 6: also: E. H. Willen, "Magnets for RHIC", Workshop on Superconducting Magnets and Cryogenics, May 12-16, 1986, BNL 38966 (1986).
8. P. Hausteiner and C. Woody, eds., Proc. of the Workshop on Experiments and Detectors for a Relativistic Heavy Ion Collider, Brookhaven National Laboratory Report BNL 51921 (1985).
9. W. Willis and C. Chasman, Quark Matter '83, Proc. 3rd Int. Conf. on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, (T. Ludlam and H. Wegner, eds.), Nucl. Phys. A418, 413 (1984).
10. L. Schroeder, Ed., Proc. of the Workshop on Detectors for Relativistic Nuclear Collisions, Lawrence Berkeley Laboratory LBL-18225 (1984).
11. T. Ludlam, Quark Matter '86 (Ref. 3), p. 443 (1987). In the same volume see also: C. Fabjan, p. 371; M. Albrow, p. 417; N. DiGiacomo, p. 403; H. Gordon, p. 395; C. Gruhn, p. 375; S. Lindenbaum et al., p. 431.
12. H. G. Ritter and A. Shor, eds., Proc. Second Workshop on Experiments and Detectors for RHIC, Berkeley, May 1987 (to be published).

Review of Muon Detectors and Triggers at Hadron Colliders

Klaus Wacker
UA1 Collaboration
RWTH Aachen, Federal Republic of Germany

Introduction: Physics with Muons at Hadron Colliders

Events with one or more muons have played an important role for the physics results obtained at hadron colliders. Muons tag weak or electromagnetic interaction processes, which may, e.g., be the decay of a heavy flavour hadron or an intermediate vector boson. Following is a list of subjects which have been investigated by the UA1 collaboration in which muons played a role:

- The discovery of the intermediate vector bosons W^\pm and Z^0 and the study of their properties.
- The study of beauty-flavoured hadron production in dimuon events and events with a muon and jets.
- The discovery of $B^0 - \bar{B}^0$ - mixing.
- Limits on the production of a new heavy quark (top or b').
- Limits on the production of leptoquarks.
- Study of the Drell-Yan process.
- Study of bound heavy flavour states, T and J/ψ .

As an example, Fig. 1 shows the spectrum of isolated, unlike-sign dimuons observed in UA1. It shows the resonances J/ψ , T and Z^0 and a continuum of Drell-Yan pairs.

The above items will likely continue to be studied at future hadron colliders (LHC, SSC, UNK). Several workshops have been held where these possibilities were discussed[1,2,3]. Probably the most important question to be solved by these machines is the search for the Higgs meson (or something else which replaces the Higgs mechanism in the standard model). A sufficiently heavy Higgs, for example, can decay into a pair of Z^0 s which in turn can be detected by their decay into muon pairs. Another interesting question to be studied is the search for a new heavy quark b' , which would indicate a fourth generation. Fig. 2 shows an estimate of the cross section for muon production by the reaction $p\bar{p} \rightarrow b'\bar{b}'$, where b' decays into W^-t [4]. It is compared to the muon production cross section from more conventional sources, decays of W and the heavy flavours c , b and t .

Many of the above items can and have also been studied with electrons, which give in principle the same results if lepton universality holds. Experimental problems are different for electrons and muons. Electrons are difficult to detect in a jet of hadrons and, in future

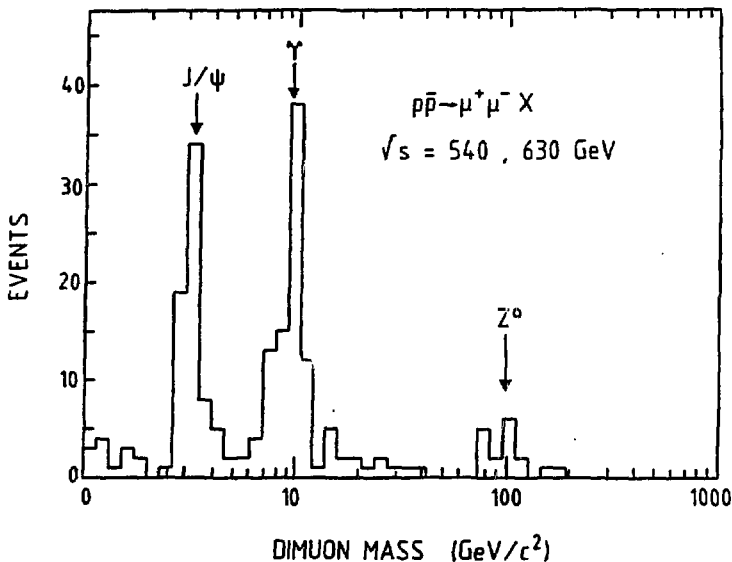


Figure 1. Mass spectrum of isolated dimuon events in UA1.

colliders, electron detectors may suffer from the generally high density of hadrons coming from the interaction point. Muon detectors, on the other hand, are rather massive objects, they determine to a large extent the size of general-purpose detectors under consideration for the future colliders. They will nevertheless be built, not only because of the problems of electron detection, but also because possible new physics may manifest itself by lepton non-universality.

Muon Detectors at Existing Colliders

At the SPS collider, the UA1 experiment is the only one with a muon detector. It has been in operation since 1982 and has yielded a large number of physics results as shown in the previous chapter. There are two experiments with muon detectors at the Fermilab collider, CDF and D0. The CDF detector has started to take its first data, D0 is under construction.

Principles of Muon Detection

As an example, let us first look at the muon detection in UA1. As shown schematically in Fig. 3, a muon originating from the interaction point will first pass through the central drift chamber (CD) where its momentum is measured. It then crosses an electromagnetic calorimeter with a thickness corresponding to one nuclear interaction length (λ_I) at normal incidence, followed by the hadron calorimeter ($5\lambda_I$) and additional iron shielding of at least $3\lambda_I$. The additional iron shielding at the sides of UA1 is magnetized and instrumented with Iarocci chambers. Finally, the muon passes through a set of muon drift chambers where its position and angle are measured. A muon is recognized by a reconstructed track in the muon

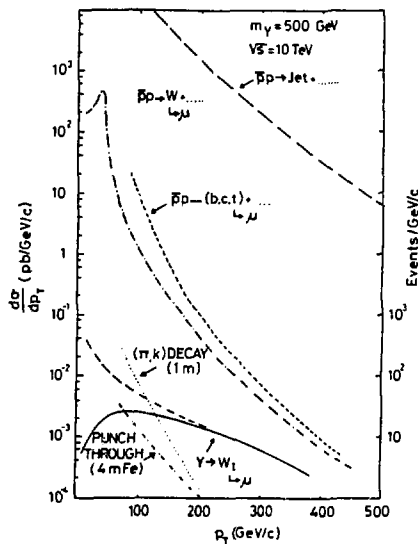


Figure 2. Estimated inclusive muon cross section.

in $p\bar{p}$ -collisions at $\sqrt{s} = 10$ GeV from various sources. 'Y' denotes a heavy fourth generation quark (b') with mass 500 GeV. For comparison, the inclusive jet cross section is also shown. The estimates for the muon background from π, K -decay and punchthrough (including shower leakage) refer to a combined function detector (see below) with 1 m inner radius and 4 m absorber thickness.

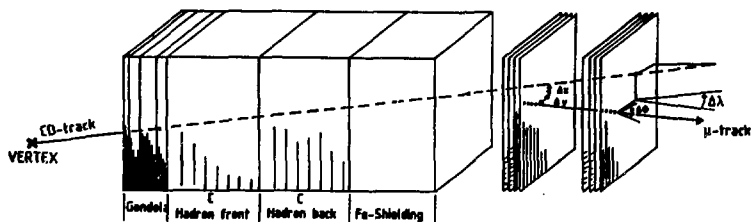


Figure 3. Principle elements of muon detection in UA1.

drift chambers and a reconstructed high- p_T track in the CD which, after extrapolation through the absorber, matches with the muon drift chamber track.

In general, a muon detection system consists of a momentum measuring device, a hadron absorber and a detector.

The momentum measurement can be done before the absorber in the CD, in the absorber by using magnetized iron, or after the absorber in a magnet with large volume.

The first part of the hadron absorber will usually be the calorimeter. In most cases, additional absorber is needed which can be magnetized or non-magnetized iron.

The muon detector usually consists of large planar drift chambers, but Jarocci chambers are also in use. Two planes allow matching in position and angle. More planes are needed for a momentum measurement outside the CD.

Background Sources

The design choices of a muon detection system are to a large extent given by the need to discriminate against background, of which the following sources are important:

- *Cosmic rays* are easily recognized after event reconstruction, but they can be a problem for the trigger.
- *Punchthrough* of non-interacting hadrons is indistinguishable from muons, but its rate falls off as e^{-t/λ_I} and can thus be kept small.
- *Shower leakage* also falls off exponentially, although not as fast as punchthrough. There is a non-exponential tail of secondary muons originating in the shower which dominates at high energies in long absorbers[5]. Matching cuts in position and angle give large suppression factors.
- π , *K decays*: This is in UA1 the most important background, both at the trigger level and in the finally selected physics samples. The decay probability is proportional to the size of the CD and, in a cylindrical geometry, inversely proportional to p_T . In UA1, the decay probabilities are 2.3%/ p_T for pions and 11%/ p_T for Kaons (p_T in GeV).
- *Heavy flavour decays* (c and b) will at future machines play a similar role as π and K decays today. It may be necessary to have an efficient vertex detector to detect new physics in the muon sample.

The UA1 Muon Detector

The general layout of the UA1 detector[6] is shown in Fig. 4. The outer layer is formed by a set of muon drift chambers[7]. Fig. 5 shows a detail of their arrangement. Each muon chamber module consists of two chambers separated by about 60 cm in order to measure both position and angle of a muon track. Each chamber consists of two sets of drift tubes to measure two coordinates. Each set is made up of two layers of tubes, staggered to resolve the left-right ambiguity. The cross section of a single tube is shown in Fig. 6. It is made of an extruded aluminium profile 15 cm wide and 4.5 cm high. The maximum drift distance is ≈ 7 cm. The anode wire is at +2.8 kV and the drift field is provided by two sets of electrodes at -7 kV and -5 kV. The aluminium tube at ground potential is shaped to provide a nearly cylindrical field near the anode and to shield against electrons with long drift paths. The chambers are filled with a mixture of 60% ethane and 40% argon and are operated at the plateau drift velocity of $\approx 50 \mu\text{m/ns}$.

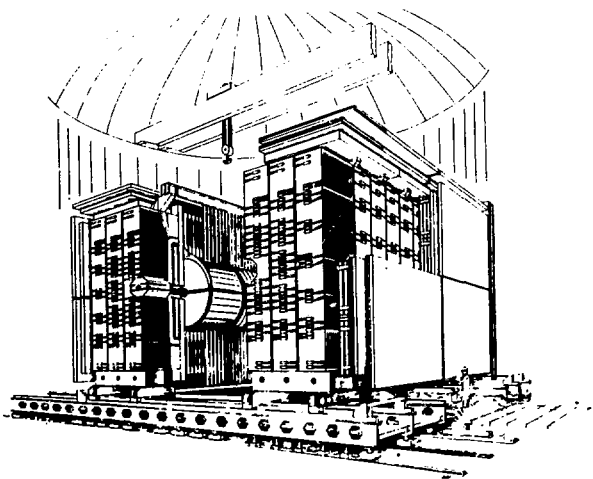


Figure 4. Layout of the UA1 detector.

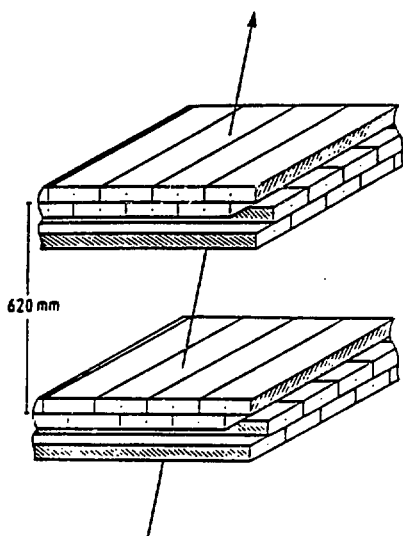


Figure 5. UA1 muon chambers.

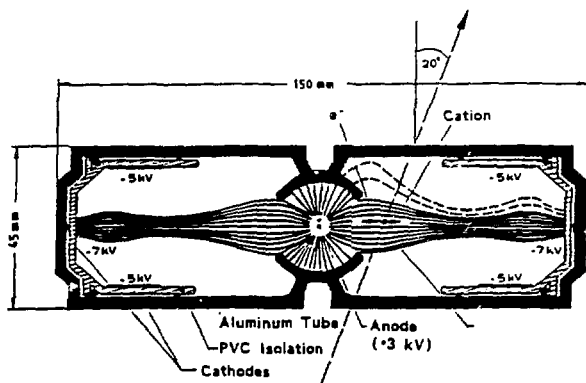


Figure 6. Cross section of a drift tube of the UA1 muon chambers.

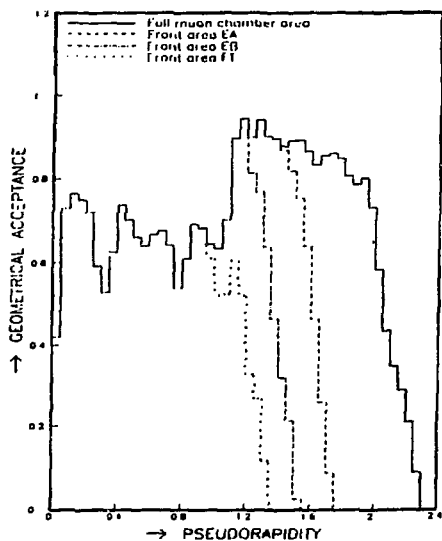


Figure 7. Geometrical coverage of the UA1 muon chamber system. The dashed curve shows the active area of the inclusive muon trigger.

The geometrical coverage of the muon chamber system is shown in Fig. 7 as a function of the pseudorapidity $\eta = \ln \tan \Theta/2$, where Θ is the angle between the muon and the beam axis. The coverage extends to $\eta \approx 2$ or $\Theta \approx 15^\circ$.

In parts of the solid angle additional muon detectors are installed, namely Iarocci chambers operated in limited streamer mode [8]. There are three layers of Iarocci chambers embedded in the side shielding walls. As the side walls consist of magnetized iron, the Iarocci chambers together with the muon drift chambers allow a second momentum measurement independent of the CD. Fig. 8a shows the momentum resolution for cosmic muons of this system and in Fig. 8b

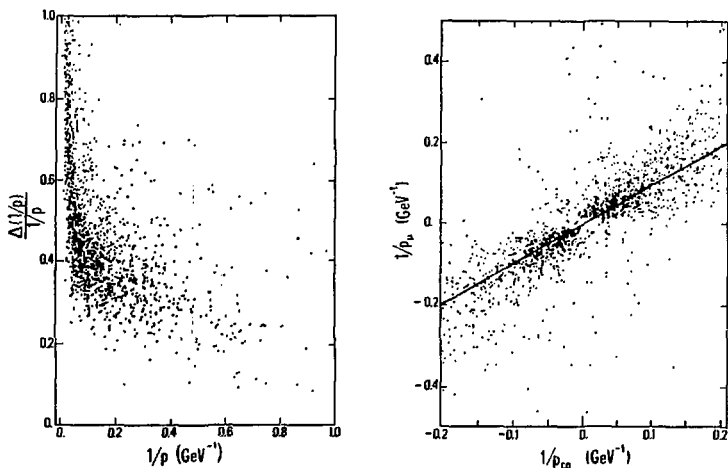


Figure 8. a) momentum resolution of the second momentum measurement in UA1. b) comparison of $1/p_\mu$ measured by the muon detectors with $1/p_{CD}$ measured in the CD.

the inverse momentum $1/p$ measured in the CD is compared to the second measurement of $1/p$. The momentum resolution is $\approx 30\%$ and there is good agreement with the CD measurement. This system gives an additional handle for the rejection of background and it is used to improve the momentum measurement of the high momentum muons typical of W and Z decays.

In the forward and bottom parts of UA1 there is only one layer of Iarocci chambers and the shielding is not magnetized.

The muon drift chambers provide an active trigger for UA1 which at present consists of two levels, with an upgrade to three levels foreseen. In order to keep the trigger rate at reasonable levels, only the area up to $|\eta| \approx 1.5$ (see Fig. 7) was activated in the inclusive single muon trigger. Larger areas could be used when additional requirements were made, e.g., a second muon or a jet.

The first trigger level is characterized by the requirement that no dead time be introduced. Thus, the decision on an event has to be taken before the next bunch arrives, i.e., in less than $3.8 \mu\text{s}$. The Fast Muon Trigger of UA1 is based on the pattern of tubes hit, it ignores the

drift time information. It has to wait for the maximum drift time of $1.4 \mu\text{s}$ and then takes the decision in another $1 \mu\text{s}$. The principle of operation is illustrated in Fig. 9. Each drift

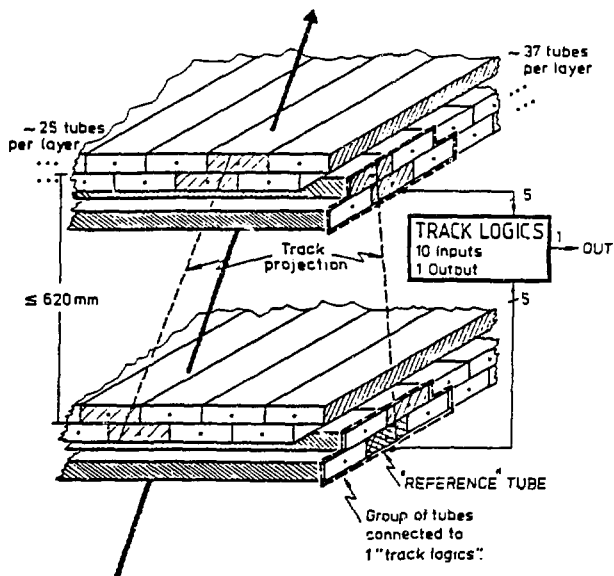


Figure 9. Principle of operation of the first level muon trigger in UA1.

tube in the first layer of both projections serves as a reference tube. To each reference tube a set of 10 tubes is assigned, 5 in the inner and 5 in the outer chamber. The assignment of the 5 outer to the 5 inner tubes is done according to the direction to the interaction point. The 10 digital signals are used as an address for a 1 K 1 bit random access memory (RAM), in which a "1" represents a valid combination of tubes which lead to a trigger. The RAM is filled by software. Valid combinations are those where at least 3 out of 4 possible tubes are hit, compatible with a track pointing to the interaction point within 150 mrad . The inclusive muon trigger signal is then the logical *and* of the two projections and a signal corresponding to a minimum-ionizing particle in the hadron calorimeter.

The second level trigger has so far been done in 168E emulators after the readout of the event. It is now being implemented on 68020 CPUs (6 working in parallel) in a VME system. The principle is again a cut in the angle between the muon direction and the direction to the interaction point. However now the drifttime is used and the cut can be made at $\approx 50 \text{ mrad}$. The actual cut varies depending on location. It is calculated such that the system is fully efficient at $p_T = 6 \text{ GeV}/c$, taking into account the deflections due to the magnetic fields and due to multiple scattering and the variation in the position of the interaction point.

The second level trigger reduces the rate by a factor of 2 - 3. The decision time in the VME setup will be $\approx 4 \text{ ms}$. With these numbers the dead time is tolerable up to a first level trigger rate of 25 Hz , when the readout is double-buffered.

Any further reduction cannot be obtained by using the muon chamber alone. A third level

trigger, which is planned to be implemented in the emulators, will have to look for a high- p_T track in the CD.

The improvements of the trigger alone are not sufficient to cope with the expected high luminosity of the SPS after the new antiproton accumulator ACOL is operational. Therefore, it is foreseen to add more iron shielding in the forward direction which will reduce the trigger rate by a factor of 6.

The CDF Muon Detector

CDF[9] is a general-purpose detector operating at the Tevatron. The general layout is shown

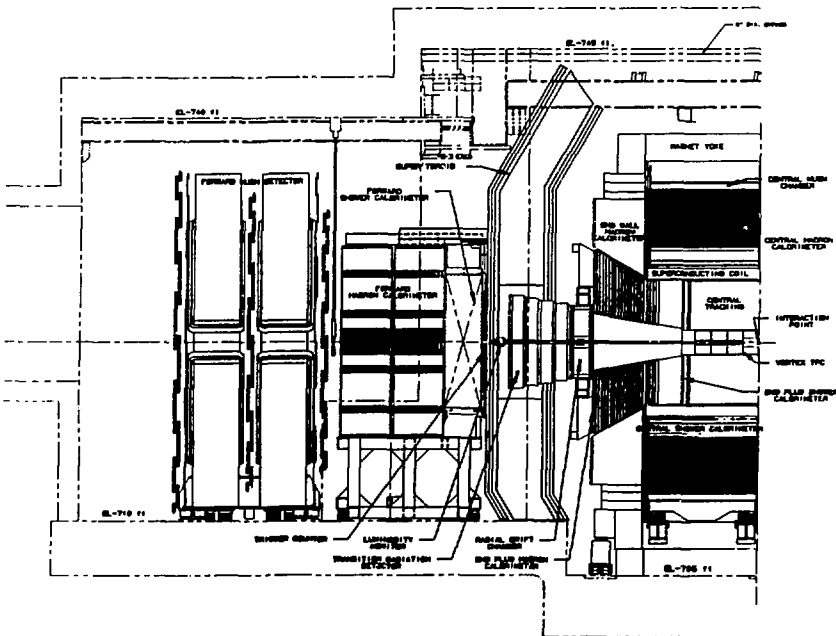


Figure 10. Layout of the CDF detector.

in Fig. 10. At the time of this conference, it has had its first run in which 35 nb^{-1} were accumulated. The CDF muon detector consists of the following parts:

- The *central part* covers the angular range of $55^\circ < \Theta < 125^\circ$ ($|\eta| < 0.65$). It consists of 4 layers of drift chamber placed immediately behind the hadron calorimeter. In the first run this system saw $3 W \rightarrow \mu\nu$ candidate events. It is doubtful whether this system will be able to identify non-isolated muons since there is no additional shielding behind the hadron calorimeter.
- The *forward toroids* cover the angular ranges $3^\circ < \Theta < 17^\circ$ and $163^\circ < \Theta < 177^\circ$ ($1.9 < |\eta| < 3.6$). They consist of two magnetized iron toroids with three layers of drift

chambers. The wires in the drift chambers are arranged such that they form concentric rings (actually 48-sided polygons) around the beam axis. The distance between rings, i.e., the drift cell size, increases proportional to the distance from the beam. This way the pattern of wires hit by a muon depends only on p_T , not on Θ . Thus the trigger can be simplified.

The forward toroids were not fully operational in the first run. The trigger rate was too high because the full information on the wire pattern was not used.

- *Super toroids* have been proposed[10] to fill the gaps in angular coverage ($17^\circ < \Theta < 55^\circ$ and $125^\circ < \Theta < 163^\circ$).

The D0 Muon Detector

The D0 detector[11] is presently under construction, it is scheduled to become fully operational in 1989. This detector does not have a magnetic momentum measurement in the central detector. Instead, the muon detector uses magnetized iron (Fig. 11). It covers the angular

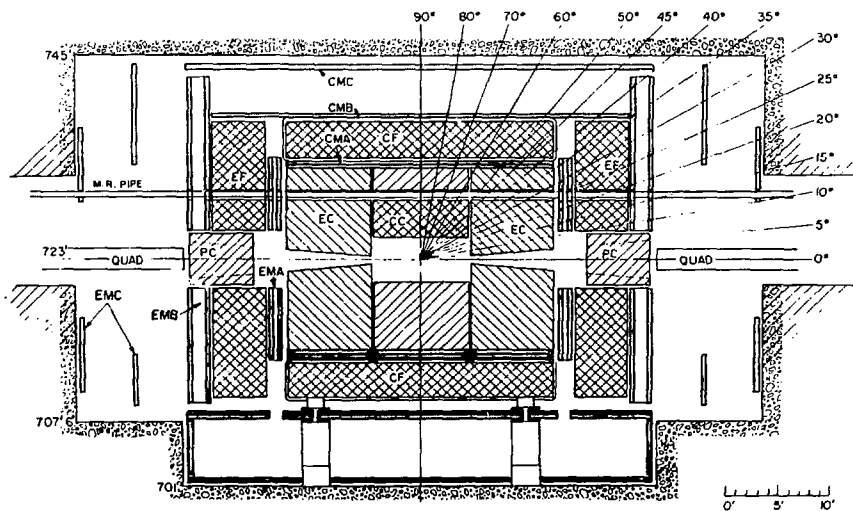


Figure 11. Layout of the D0 detector.

range $11^\circ < \Theta < 169^\circ$ ($|\eta| < 2.3$). The momentum resolution is expected to be $dp/p \approx 20\%$. This requires a precise measurement of the angle of the muon track behind the magnetized iron and therefore a large lever arm and a good alignment between the two outer layers of drift chambers.

Muon Detectors at Future Colliders

Interactions of High Energy Muons with Matter

Before discussing possible experimental setups to detect muons at future colliders, it is useful to take a look at the behaviour of very high energy muons[12] (see Fig. 12). At moderate energies

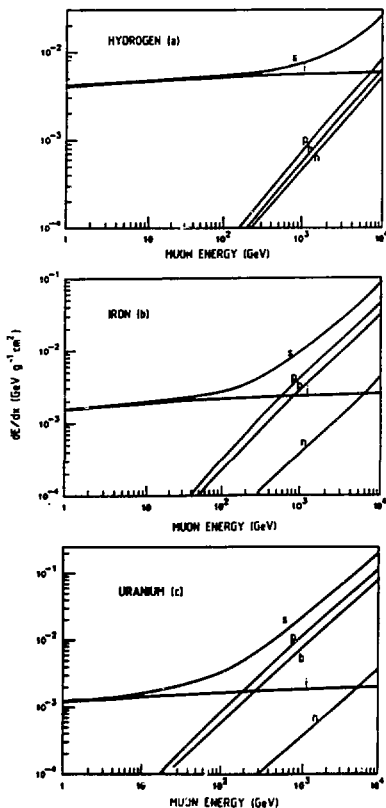


Figure 12. Energy loss of muons

by ionization (i), bremsstrahlung (b), pair production (p), nuclear interactions (n) and the total (s) in hydrogen (a), iron (b), and uranium (c).

a muon loses energy by ionization, characterized by a nearly constant dE/dx . At energies above ≈ 100 GeV, radiative processes (bremsstrahlung, pair production, nuclear interactions) become important which are characterized by a linearly rising energy loss ($dE/dx = E/L_{rad}^\mu$). The muonic radiation length L_{rad}^μ is very long compared to that of an electron — 25.7 m compared to 3.2 mm in uranium. Because of the statistical nature of the radiative processes, a

muon track will most of the time still look like a minimum ionizing track, with electromagnetic showers occasionally superimposed where a radiative energy loss occurred.

This has to be taken into account for two reasons. Firstly, a superimposed electromagnetic shower may obscure the muon track in a position detector. Secondly, "catastrophic" energy losses may lead to a mismeasurement of the muon momentum. Fig. 13 shows that a 2 TeV

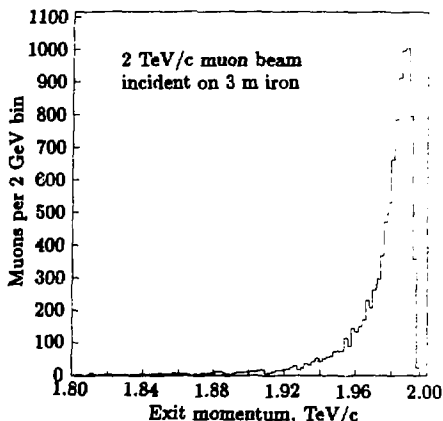


Figure 13. Energy distribution of muons with 2 TeV/c incident energy after passing through 3 m of iron.

muon passing through 3 m of iron will lose more than 2.5% of its energy with 10% probability and more than 10% with 1.5% probability[3].

Principal Design Choices

There are in principal three ways to measure the muon momentum which can be used alone or in combination:

- *Before the absorber* in the central detector. Such a CD is usually "already there" in a general-purpose detector facility. It offers good momentum resolution for not too high momenta (e.g., $\sigma(p)/p = 0.5\% \times p/\text{GeV}$ in UA1 for a 1 m long track). However, the necessary CD size makes a long decay path for pions and Kaons. Furthermore, the kink in a decay track, if it is not recognized, may fake a high momentum. Thus, low-momentum hadrons, of which there are many, contribute to the background for high momentum muons. Furthermore, it is a matter of debate whether a central tracking detector is feasible at all and matching to a muon track is possible in the presence of high radiation, high multiplicity and multiple interactions expected at future colliders. Proposals for muon detectors at future colliders have therefore not relied on a CD alone.
- *In the absorber* with magnetized iron. The necessary iron thickness is determined by the largest momentum one wants to measure and turns out to be in the order of 4 to 5 m. The achievable momentum resolution is 10 — 20%, limited by multiple scattering. The background in this setup is negligibly small due to the big iron thickness (see Fig. 2). A further advantage is that in the case of decay and shower leakage the momentum of the

secondary muon is measured which is smaller than that of the primary hadron which one would measure in the CD. The size, on the other hand, is also a disadvantage in that it makes the detector very heavy, bulky and expensive.

- *After the absorber* in a large air-gap magnet. This solution offers the possibility of a very good momentum resolution. A large and well-aligned position detector system is necessary. One also has to correct for energy loss in the absorber. Therefore, no passive absorber can be used. Iron is excluded anyway because of the magnetic field. One would therefore like to limit the amount of absorber to that needed for hadron calorimetry which makes background a concern. As in the magnetized-iron solution, the momentum of the secondary muon is measured which helps suppress background. This solution is no less bulky and expensive than the magnetized-iron solution.

The Combined Function Muon Detector

This concept has been studied at the Lausanne workshop[1] for a prototype LHC detector. Similar designs are being studied for detector facilities at the SSC[3] and UNK[13]. The D0 design is also based on this principle, but for lower energies.

A simplified working model is shown in Fig. 14. The magnetized iron is split into layers

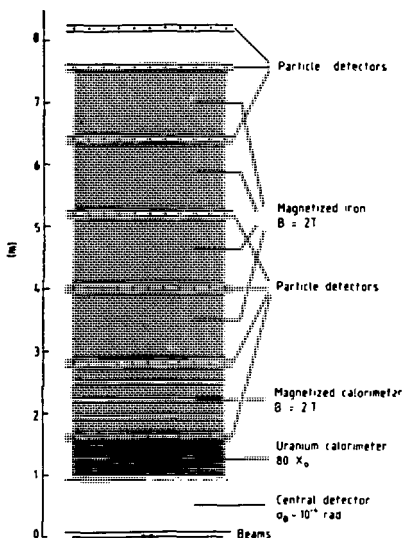


Figure 14. Schematic layout of a combined function muon detector.

of 80 — 100 cm thickness. In between layers there are position measurement chambers, with an accuracy assumed to be $300 \mu\text{m}$. A double layer of chambers is foreseen on the outside to measure the exit angle. A central detector, if existing, will provide the entrance angle.

The total thickness is mainly determined by the momentum resolution desired at the highest momenta. Fig. 15 shows the momentum resolution as a function of momentum for

Figure 15. Momentum resolution in the combined function muon detector for (a) 4 and (b) 5 m length of iron.

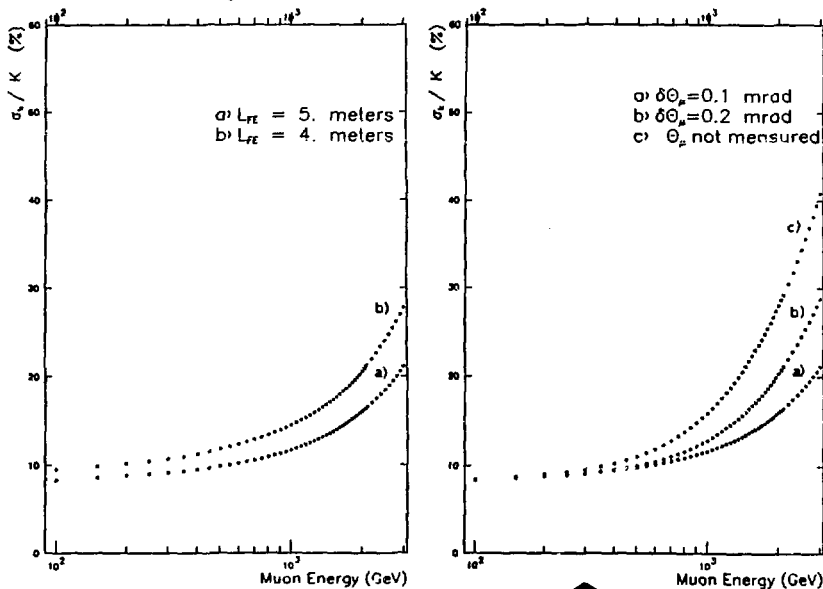


Figure 16. Momentum resolution of the combined function muon detector for different errors on the entrance angle.

two different total length of iron, 4 and 5 m. It is nearly constant at $\approx 10\%$ for lower momenta (given by multiple scattering) and increases at higher momenta as the sagitta measurement error becomes important. Fig. 16 illustrates the effect of measuring the entrance angle.

Fig. 17 shows the probability of having a measurable track with 3 measured points in spite of possible muon-induced showers for a detector with 3 or 4 layers of chambers. It is clear that more than 3 layers are advantageous. It is assumed here that the layers are separated by enough absorber that one shower cannot extend over two layers. 80 cm of iron will do.

The L3+1 Design

The L3+1 design for an SSC detector is based on the L3 LEP detector. The aim of this detector is to get a very good muon momentum resolution, thus the momentum is measured in a large airgap magnet outside the absorber. The momentum resolution for a 500 GeV/c muon is 2% for the angular range $|\cos\Theta| < 0.8$ ($|\eta| < 1.3$). To achieve this, the muon track is measured over a length of 5.5 m with a sagitta precision of $34 \mu\text{m}$. This precision will be obtained with drift chambers with many wires which have to be extremely precisely aligned. The techniques used will be based on the experience one will get with L3.

One of the physics reasons : such a high precision is the already mentioned search for a heavy Higgs meson decaying into a pair of Z^0 s. The better momentum resolution helps to extract the signal from the background when reconstructing the Z^0 s from their decay into muon pairs.

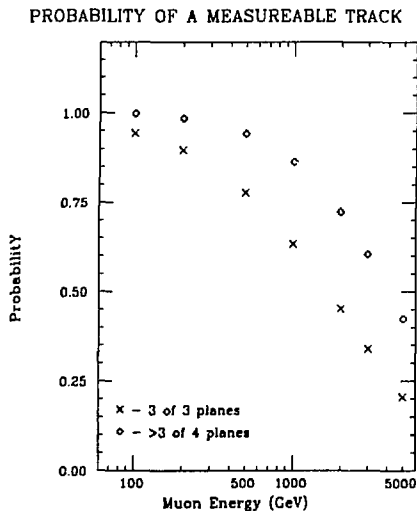


Figure 17. Probability of a measurable track in spite of possible obscuration by muon-induced showers.

Acknowledgements

I would like to thank the organizers for inviting me to this very interesting conference. I have profitted very much from discussions with K. Eggert, G. Herten and G. Bellettini.

References

- [1] Proceedings of the ECFA-CERN Workshop, Lausanne and Geneva, 21 - 27 March 1984, CERN 84-10.
- [2] Proceedings of the Workshop on Physics at Future Colliders, La Thuile and Geneva, 7 - 13 January 1987, CERN 87-07.
- [3] Proceedings of the Summer Study on the Physics of the Superconducting Supercollider, Snowmass, Co., 23 June - 11 July 1986.
- [4] F. Palmonari *et al.*, in [2], Vol. I, pp. 233-273

- [5] A. Bodek, Preprint Rochester, UR911, ER13065-412 (1985).
- [6] M. Barranco Luque *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **176** (1980) 175
M. Calvetti *et al.*, Phys. Scripta **23** (1980) 434
C. Cochet *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A243** (1986) 45
M. J. Corden *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A238** (1985) 273
- [7] K. Eggert *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **176** (1980) 217 and 223.
- [8] G. Bauer *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **253B** (1987) 179
- [9] Design Report for the Fermilab Collider Detector Facility (CDF), August 1981.
- [10] Proposal for Upgrading the Collider Detector at Fermilab, FNAL proposal 775, 1986.
- [11] Design Report, The D0 Experiment at the Fermilab Antiproton-Proton Collider, November 1984.
- [12] W. Lohmann, R. Kopp and R. Voss, CERN 85-03.
- [13] S. P. Denisov, these proceedings.
- [14] U. Becker *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A253** (1986) 15.

МЮОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР КОМПЛЕКСА "МЕЧЕННЫЕ НЕЙТРИНО"

М. Винде, И. А. Голутвин, В. Х. Додохов, Н. И. Замятин,
А. В. Карпухин, Ю. Т. Кирушин, Н. М. Лустов, В. Н. Лысяков,
Д. Поже, В. А. Свиридов, В. Н. Сотников

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Кратко описываются параметры мюонного спектрометра комплекса "Меченные нейтрино", сооружаемого в ИФВЭ (г. Серпухов). Приводятся также результаты испытаний модулей из дрейфовых труб, которые являются основным элементом сборки координатной части спектрометра.

Введение

Описываемый спектрометр является составной частью установки, создаваемой институтами ИФВЭ (Серпухов) - ИНФН (Пиза) - ИФВЭ (Цойтен) - ОИЯИ (Дубна), для исследований с пучком меченых нейтрино на ускорителе ИФВЭ (Серпухов). Мюонный спектрометр располагается за жидкоаргоновым калориметром и предназначен для измерения импульса и знака заряда мюонов, образованных в нейтринных взаимодействиях.

Структура мюонного спектрометра изображена на рис. 1.

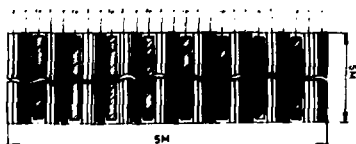


Рис. 1. Схема (в разрезе) мюонного спектрометра.

Восемь намагниченных дисков диаметром 5 м и толщиной 25 см прослоены координатными плоскостями. Каждый диск имеет обмотку, обеспечивающую напряженность магнитного поля в пределах 1,5-1,9 Тл.

1. Координатные плоскости из дрейфовых труб

Координаты заряженных частиц, пролетающих через спектрометр, определяются по измерению времен дрейфа в дрейфовых трубах. Была выбрана труба из алюминиевого сплава диаметром 52 мм с толщиной стенки не более 0,75 мм и длиной до 5 м. В центре каждой трубы натянута проволока из золоченого вольфрама \varnothing 50 мкм, которая служит анодом. Сила

натяжения проволоки 250 г, дополнительных поддержек внутри трубы нет.

Конструктивно все плоскости одинаковы и состоят из 4-х модулей длиной 5 м и 2-х крайних модулей длиной 3,6 м, образующих чувствительную зону диаметром 5 метров.

В свою очередь, модуль состоит из 32 труб, склеенных плотно друг с другом в два слоя по 16, сдвинутых на половину диаметра трубы для устранения лево-правой неоднозначности (рис.2). Дополнительная жест-

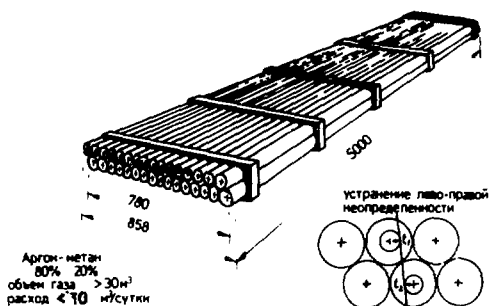


Рис.2. Модуль из 32 дрейфовых труб.

кость и возможность точной стыковки модулей при сборке обеспечиваются специальные ложементы из алюминиевого сплава, приклеенные к трубам. Вес такого модуля составляет ~ 80 кг. Точная фиксация нитей относительно друг друга в модуле обеспечивается при сборке. Эскиз координатной плоскости представлен на рис.3.

В зазоре между магнитами устанавливаются две плоскости, ориентированные друг относительно друга под углом 90° , что обеспечивает измерение в одном зазоре x - и y -координаты.

Для распознавания многотрековых событий плоскости в смежных зазорах спектрометра могут быть дополнительно повернуты на 45° .

Рабочим газом является аргон-метановая смесь 80 /20%. Общий объем труб первой очереди спектрометра составляет 30 м^3 , расход газа $10 \text{ м}^3/\text{сутки}$.

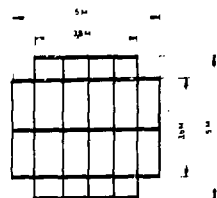


Рис.3. Координатная плоскость многоканального спектрометра, собранная из 6 модулей.

2. Электроника считывания

На рис.4 приведена блок-схема регистрирующей электроники. Усилители (по 8 каналов на одной плате) расположены непосредственно на координатной плоскости. С их выходов парафазные сигналы с ЭСД-уровнями передаются по телефонному кабелю - ТСВ 41х2х0,5 длиной 60 м на входы времяцифрового преобразователя (ВЦП-16), предназначенного для измере-

ния временных интервалов с 16 дрейфовых труб. В блоках ВЦП-16 сигналы фазируются с тактовой частотой 100 МГц, поступающей от общего для всей установки таймер-генератора. В память ВЦП-16 записываются номер сработавшей трубы и время. Измерение времени дрейфа можно проводить в двух режимах:

- с сигналом общий "старт";
- с сигналом общий "стоп".

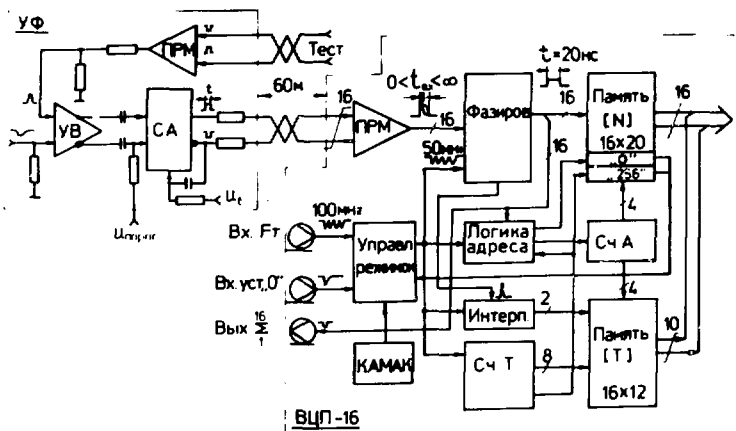


Рис.4. Блок-схема регистрирующей электроники.

Аппаратура мюонного спектрометра будет работать с сигналом общий "стоп", что исключает проблему согласования длины сигнальных кабелей от детектора до измерительной аппаратуры с величиной времени задержки, необходимого на выработку сигнала "Триггер" ("общий стоп"). Временная диаграмма и принцип работы в режиме общий "стоп" показаны на рис.5.

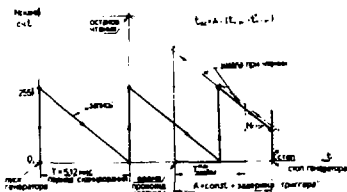


Рис.5. Временная диаграмма и принцип работы времяцифрового преобразователя ВЦП-16 в режиме общий "стоп".

Считывание данных через магистраль КАМАК осуществляется 16-разрядными словами, по два слова на координату (время дрейфа и номер сработавшей трубы).

Основные параметры электронной аппаратуры:

- количество измерительных каналов - 3456;
- порог чувствительности усилителя -формирователя - 0,5 мкА;
- временное разрешение ВЦ1-16 - 2,5 нс;
- интервал измерения - 5,12 мкс;
- потребление I блока ВЦ1-16 - 3А/6В;
- стандарт - КАМАК.

Отметим, что регистрирующая электронная аппаратура разрабатывалась с учетом возможного применения данной электроники с дрейфовыми детекторами разных типов.

3. Характеристика дрейфовых труб

Для определения основных физических параметров дрейфовых труб один из модулей координатной плоскости исследовался на рассеянном пучке синхрофазотрона ЛВЭ.

Координата прохождения заряженных частиц через дрейфовые трубы восстанавливалась независимой системой из 7 блоков пропорциональных камер. Каждый из блоков пропорциональных камер имел три плоскости координат X , U , V , повернутых друг относительно друга на 60° . Шаг между проволоками первых четырех блоков пропорциональных камер был равен 1 мм, а остальных - 2 мм. Среднеквадратичная ошибка определения координаты в такой системе составляла 0,4 мм.

На рис.6 приведены счетные кривые дрейфовых труб. Измеренные при разных порогах усилителя плато длиной 150±200 В позволяют выбрать рабочее высоковольтное напряжение, одинаковое для всех плоскостей.

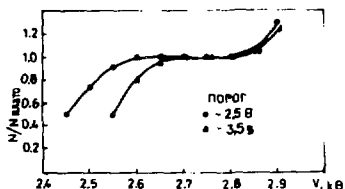


Рис.6. Счетная характеристика дрейфовой трубы.

Распределение событий по сумме времен дрейфа в двух смежных трубах, сдвинутых на радиус, полученное без отбора треков, приведено на рис.7. Средний квадратичный разброс времен дрейфа в отдельной трубе из этой гистограммы получается равным 7,3 нс.

На рис.8 приведены сведенные в одну гистограмму двумерные распределения времен дрейфа для нескольких труб в зависимости от координат частиц, восстановленных в плоскости труб с помощью системы пропорциональных камер.

Данная кривая с хорошей точностью описывается полиномом третьей степени по T .

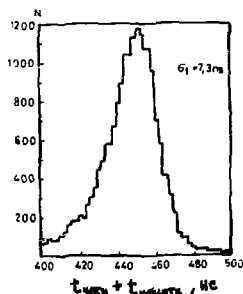
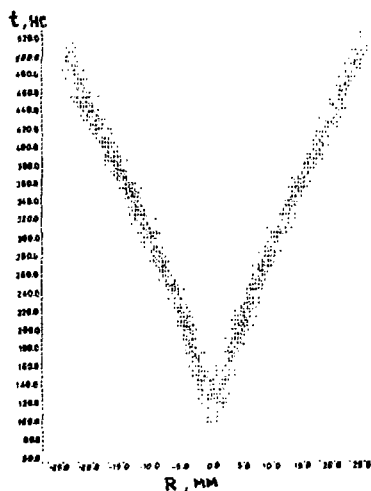


Рис.7. Распределение событий по сумме времен дрейфа в смежных трубах.

Рис.8. Зависимость регистрируемого времени дрейфа от места прохождения частицы.



Средняя точность детектора по всему радиусу трубы, определяемая величиной отклонения координаты, вычисленной с помощью полинома, от координаты, восстановленной из системы пропорциональных камер, приведена на рис.9. Суммарная среднеквадратичная ошибка $\sigma_{\Delta X} = 0,76$ мм.

Если учесть вклад погрешности за счет восстановления координат по пропкамерам, временной разброс триггера и погрешность ВЦП, то для точности в определении координат по времени дрейфа получается значение $\sigma = 0,5$ мм.

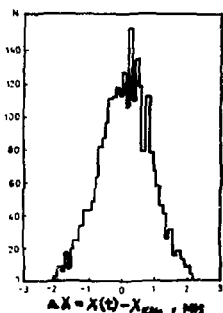


Рис.9. Распределение величины отклонения, измеренной по времени дрейфа координаты от места прохождения частицы.

Авторы выражают благодарность С.Н.Доле, А.В.Зарубину, В.В.Перелыгину за помощь в проведении исследований на синхрофазотроне.

МЮОННЫЙ МАГНИТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА "АНИ"
Т.Л.Асатиани, В.А.Иванов, С.В.Тер-Антонян, Э.А.Мнацаканян
Ереванский физический институт

Исследование взаимодействий и множественного рождения адронов и лептонов в области энергий $10^3 + 10^5$ ТэВ в космических лучах необходимо проводить путём комплексного изучения пространственно-угловых, энергетических и временных характеристик различных компонент ШАЛ на возможно больших высотах ($\sim 3000 - 5000$ м), выявления корреляций зависимостей между ними.

С этой целью на в/с Арагац Ереванским физическим институтом совместно с ФИАН СССР сооружается комплексная установка АНИ, предназначенная для исследования взаимодействий адронов с различными ядрами, гамма-астрономии, а также решения некоторых астрофизических задач при вышеуказанных энергиях [1].

Комплекс АНИ содержит в своем составе ионизационный калориметр ($S = 1600 \text{ м}^2$), рентгено-эмульсионный блок ($S = 1000 \text{ м}^2$), ливневую электронно-фотонную установку с $R_{\text{max}} = 320$ м, ливневую мюонную установку с $R_{\text{max}} = 225$ м и спектрометрические мюонные установки (магнитный спектрометр и пар-метр), расположенные в подземном зале центральной части установки под ионизационным калориметром и слоем бетона $\sim 6,5$ м.

Создание ливневых и спектрометрических мюонных установок в системе комплекса АНИ играет важную роль, т.к. комплексное изучение процессов адрон-ядерных взаимодействий, химического состава космических лучей, сравнение различных моделей взаимодействия и поиск новых явлений, связанных с генерацией чармованных и других тяжелых частиц, имеющих мюонные моды распада, невозможна без детального исследования пространственных, временных и энергетических характеристик мюонов в ШАЛ.

В настоящее время в подземном зале установки АНИ заканчивается сборка магнитопровода мюонного спектрометра. Общий вид магнита мюонного спектрометра без детектирующей системы представлен на рис.1. Для обеспечения минимальной величины потребляемой мощности (весьма существенный параметр в условиях высокогорья) и достаточно хорошей однородности магнитного поля (не хуже 5%) в рабочих зонах магнитопровода намагничивающая система должна состоять из двух обмоток,

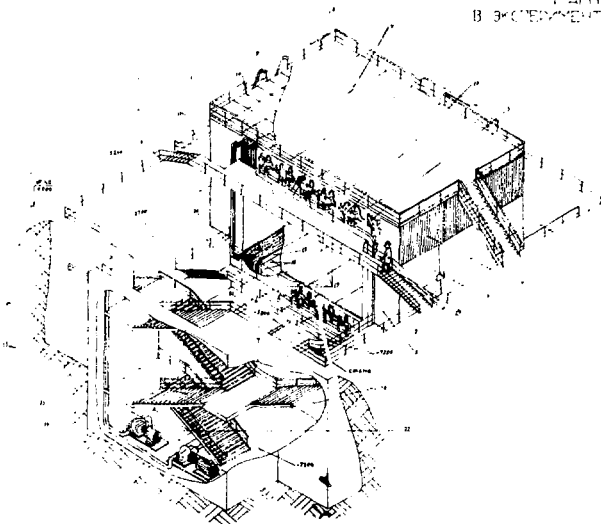


Рис.1. Общий вид магнита мюонного спектрометра АНИ.

1-стойка магнитопровода, 2-магистраль системы охлаждения
3-смотровой блок, 4-верхнее ядро магнитопровода, 5-диод-
ный блок защиты, 7-коллектор системы охлаждения, 8-ковёр
настила, 9-лист настила, 10-монтажная площадка, 11-обмотка,
12-струйное реле, 13-лестничная клетка, 14-отвод воды,
15-аварийный насос, 16-сливной насос системы охлаждения,
17-обшивка обмотки, 18-листы изолятора, 19-лага, 20-нижнее
ядро магнитопровода, 21-карниз фундамента, 22-дренажный приямок.

охватывающих верхнюю и нижнюю рабочие зоны магнита. Для получения достоверных данных о мюонной компоненте ШАЛ с энергиями $10^3 + 10^5$ ТэВ площадь магнитного спектрометра была выбрана $\approx 40 \text{ м}^2$, а длина магнитного пути $\sim 1,8 \text{ м}$, величина магнитной индукции $B - 1,8$ тесла. Предполагаемый максимально измеримый импульс $\sim 3 \text{ ТэВ/с}$ [2].

Вопрос выбора детекторов магнитного спектрометра сильно усложняется большой множественностью регистрируемых мюонов ($\approx 10 \text{ м}^{-2}$) и тем обстоятельством, что в отличие от магнитов с воздушным зазором с непрерывными траекториями, в случае твердотельного магнита восстановление полной картины события, опознавание треков в верхнем и нижнем плечах спектрометра, разделенных телом магнита, сильно затруднено. Тяжелые условия высокогорья также предъявляют особые требования к детектирующей системе спектрометра.

Одним из технически приемлемых вариантов являлись бы ряды дрейфовых труб, что позволило бы в случае выхода из строя одного из модулей, заменить отдельные модули, а не всю плоскость дрейфовых камер. Однако при этом для обеспечения необходимой эффективности регистрации множественных мюонов требуется высокая дифференциация. Как показывают расчеты, площадь отдельного модуля должна быть $\leq 0,01 \text{ м}^2$, при этом необходимым условием является одновременная регистрация двух координат с одной и той же сигнальной нити, что соответственно требует большого числа дорогостоящих электронных каналов.

Учитывая сложность формирования быстрого, малофлуктуирующего временного мастера в условиях экспериментов с космическими лучами, мы на первом этапе запуска установки в качестве детекторов мюонов выбрали вариант широкоазорных искровых камер ШЗИК, обладающих высоким пространственным разрешением и высокой эффективностью регистрации множественных событий, относительной простотой изготовления и экономичностью. Основным недостатком этих камер является последующая достаточно трудоемкая обработка полученных кадров и электрические помехи от высоковольтных импульсов.

В настоящее время нами исследуется вопрос возможности автоматического снятия информации о координате искрового разряда с помощью легированных оптических волокон и ПЭС [3]. Рассматривается также вопрос последующей замены ШЗИК детекторами на основе сцинтиллирующих волокон, с выводом световой информации волоконно-оптическим способом на ЭОП и ПЭС [4]. Решение этой задачи связано с большим комплексом научно-исследовательских и конструкторских работ и прогрессом в развитии ЭОП и ПЭС.

Расположение детектирующих модулей (ДМ) независимо от способа съема информации приведено на рис.2. Из рисунка видно, что предложенная и созданная конструкция магнита представляет уникальную возможность, не меняя положения магнита, проводить одновременные измерения как вертикальной, так и горизонтальной составляющей мюонного потока, что позволяет сканировать практически всю небесную полусферу при непрерывных измерениях.

На рис.3 представлено схематическое расположение ШЗИК и соответствующей оптико-фотографической системы, даны основные размеры магнитопровода. Разработанные нами модули ШЗИК имеют объем $(2,5 \times 1,5 \times 0,2) \text{ м}^3$.

В настоящее время нами проводятся работы по исследованию оптимального выбора системы питания камер, имея в виду получение высокой однородности поля, малого коэффициента затухания импульса вдоль камеры и, что особенно важно, получения примерно одинаковой

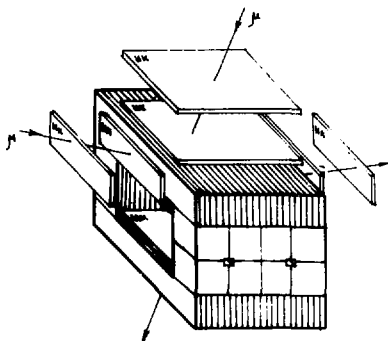


Рис. 2. Расположение детектирующих модулей при комплексном исследовании спектров мюонов космических лучей в эксперименте АНИ.

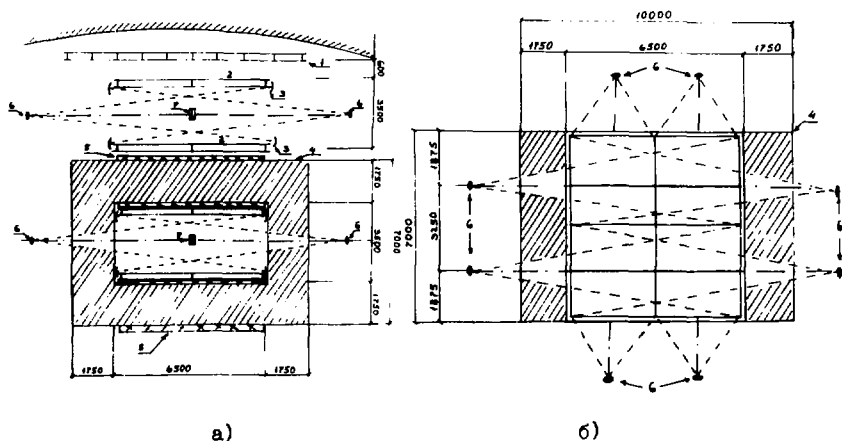


Рис. 3. Основные размеры магнитопровода и схема фотографирования. а) вид сбоку, б) вид сверху (разрезы в плоскостях фотоаппаратов). 1-сцинтилляционные счетчики, 2-искровые камеры, 3-зеркала, 4-магнитопровод, 5-обмотка магнита, 6-фотоаппараты, 7-информационное табло.

яркости, как одиночных, так и множественных треков, регистрируемых мюонов ШАЛ.

В заключение авторы выражают свою глубокую благодарность Аматауни А.Ц., Матиняну С.Г. и Мамиджанияну Э.А. за непосредственную помощь и ценные указания, а также Мкртчяну Г.С. за помощь в техническом оформлении доклада.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Данилова Т.В., Дунаевский А.М., Ерлыкин А.Д. и др.
Изв. АН АрмССР, Физика, 17, 129 (1982).
2. Асатиани Т.Л. Иванов В.А., Мнацаканян Э.А.
ВАНТ, Тех.физ.экспер., вып.(8), 77 (1981).
3. Алчеджян С.В., Анохин М.В., Асатиани Т.Л. и др.
изв. АН СССР, физика, 50, № II, 2242 (1986).
4. J.Kirklby. Preprint CERN - EP/87-60.

СИСТЕМА ДРЕЙФОВЫХ КАМЕР ИФВЭ
НЕЙТРИННОГО ДЕТЕКТОРА ИФВЭ - ОИЯИ

Н.И.Божко, А.А.Борисов, Н.К.Булгаков, А.С.Вовенко, В.Н.Горячев,
А.Н.Исаев, А.С.Кожин, А.К.Коновляников, В.В.Липаев, В.Л.Тумаков,
Р.М.Фахрутдинов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Система дрейфовых камер (ДК) ИФВЭ предназначена для определения координат треков заряженных частиц в мишенной части нейтринного детектора (НД) ИФВЭ - ОИЯИ^{1/} и состоит из 358 камер. Каждая камера $4 \times 0,5 \text{ м}^2$ имеет 4 сигнальных проволоки с попеременным смещением $\pm 0,75 \text{ мм}$ и 2 дрейфовых промежутка длиной 250 мм (рис.1).

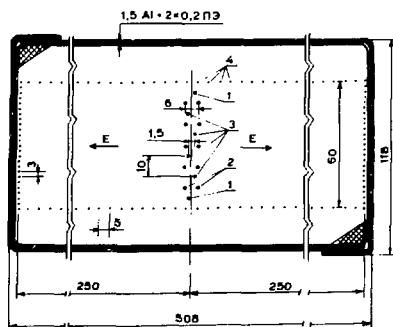


Рис.1. Схема поперечного сечения камеры: 1 - охранные, 2 - катодные, 3 - сигнальные, 4 - равномерно распределенного потенциала проволоки.

Такая конструкция обеспечивает в пределах одной камеры разрешение лево-правой неоднозначности ($\sim 99\%$ при $\theta \leq 30^\circ$), измерение координаты ($\sigma \leq 1 \text{ мм}$) и угла проекции трека ($\sigma \leq 30 \text{ мрад}$)^{1/2/}, что вполне соответствует требованиям нейтринного эксперимента.

Камеры смонтированы на 20 рамных магнитах, образующих магнитную оболочку мишенной части НД, в виде взаимно ортогональных плоскостей. Имеется 19 X- и 19 Y- плоскостей, состоящих из 9 камер (рис.2) с активной поверхностью $3,7 \times 4,63 \text{ м}^2$, больший размер соответствует измеряемой координате, "мертвые" зоны, обусловленные стенками камер, составляют 3,5%. Перед детектором электронов установлены X¹- и Y¹- плос-

кости, состоящие из 8 камер, с углом между X' и X (Y' и Y) - $7^{\circ}34'$. Координаты дрейфовых камер в пространстве, определяемые положением сигнальных проволок, известны с точностью не хуже 0,6 мм в направлении дрейфа (перпендикулярно направлению пучка) и не хуже 2 мм в направлении пучка, что обеспечивается жесткими допусками при изготовлении камер и монтаже плоскостей.

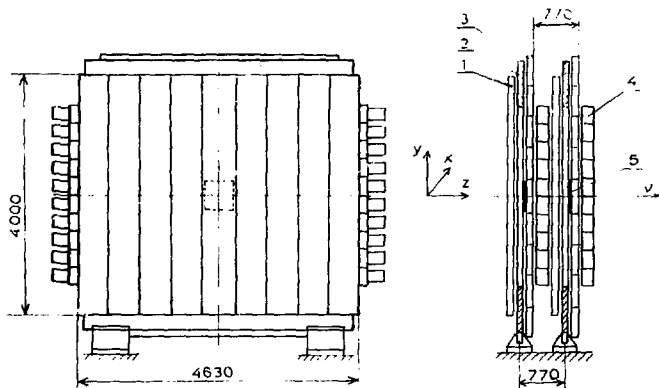


Рис.2. Модуль мишенной части НЦ: 1 - X-плоскость ДК, 2 - рамный магнит, 3 - Y-плоскость ДК, 4 - плоскость ЭСС.

В камерах используется газовая смесь $Ar + 6\% CO_2$ при избыточном давлении не более 50 мм вод.ст. с общим расходом $0,2 \text{ м}^3/\text{час}$, что соответствует смене одного объема (72 м^3) за 15 дней.

Все камеры разделены на две одинаковые группы, и в каждой группе камеры параллельно подключены к общим источникам высокого напряжения (12 кВ, 2,5 мА и 2,2 кВ, 10 мкА), обеспечивающим: 1) электрическое поле в дрейфовом промежутке (до 500 В/см); 2) процесс размножения электронов вблизи сигнальных проволок.

Усилители-формирователи с порогом $0,8 \text{ мкА}^{1/3}$ установлены непосредственно на камерах. Сигналы с них передаются по телефонному кабелю ($\ell = 125 \text{ м}$) на блоки время-цифрового преобразования (ВЦП) $^{1/3}$. Модуль ВЦП размещается в блоке одиночной ширины стандарта СУММА, имеет 24 входа и память на 64 события. Время кодируется в реальном масштабе с дискретностью 10 нс. Всего имеется 64 таких модуля, размещенных в 4 крейтах. Проверка электроники осуществляется тестовыми сигналами, подаваемыми на входы всех усилителей.

Средний уровень шумов (провода + усилитель + ВЦП) составляет около 0,65 кГц на канал и обусловлен счетом косынки.

Характеристики системы ДК, приведенные ниже, измерялись при помощи космических мюонов с запуском от сцинтилляционных счетчиков. Эффективность одной сигнальной проволоки, определенная при условии восстановления отрезка трека внутри камеры в интервале ± 5 мм при срабатывании 3-х или 4-х проволок, составляет в среднем 97% (рис.3). Эффективность камеры, определенная как вероятность обнаружения отрезка трека в интервале ± 10 мм относительно фита по всей системе камер, составляет в среднем около 82% (рис.4).

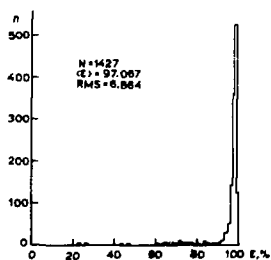


Рис.3. Распределение сигнальных проволок ДК по эффективности.

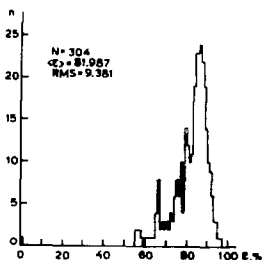


Рис.4. Распределение ДК по эффективности.

Неэффективность складывается из: 1) неэффективности камер (2-5%); 2) дефектов электроники и несовершенства программы реконструкции отрезков треков в камерах (~5%); 3) неразрешение лево-правой неоднозначности (~2,5%); 4) ошибка в угле, при правильной координате (~2,5%); 5) геометрическая неэффективность из-за "мертвых" зон (3,5%).

Координатное разрешение отдельной сигнальной проволоки, определяемое при восстановлении отрезка трека в каждой камере, составляет около 0,6 мм (рис.5). Координатное разрешение камеры, как целого, полученное при сравнении результатов непосредственного измерения и фита по системе камер, составляет 3,5 мм (рис.6^б) для камер, находящихся в окружении железа рамных магнитов, и 1,4 мм (рис.6^а) для всех остальных. Разница - результат остаточной намагниченности и кулоновского рассеяния в железе рамных магнитов. Средняя, по всем камерам, величина углового разрешения отдельной камеры, полученная аналогичным способом, составляет около 45 мрад.

Система эксплуатируется с октября 1984 г., когда была смонтирована 1/5 часть всех камер. За это время зафиксировано 12 случаев выхода из строя камер: в 6-ти - обрывы и вылезание проволок из пайки, в ос-

тальных - разгерметизация камер. Пик отказов был в начале 1986 г.

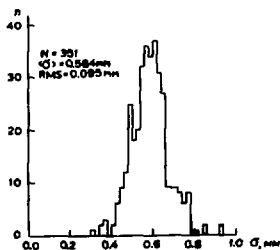


Рис.5. Распределение проволок по размеру.

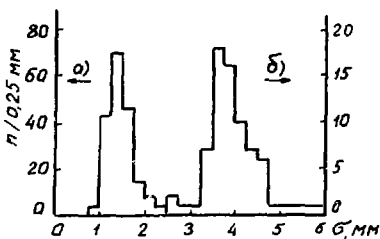


Рис.6. Распределение камер по размеру: а) ДК № 2-8, б) ДК № I, 9.

В заключение следует отметить, что полученные результаты носят предварительный характер. Совершенствование программ обработки и устранение дефектов электроники позволит приблизиться к характеристикам, полученным в ходе стендовых испытаний камер /2/. В целом система ДК ИФЭЭ готова к работе в нейтринных экспериментах. С её помощью выполнены исследования фоновых условий в зоне НД. В феврале 1986 г. были зарегистрированы первые нейтринные события (рис.7).

Y-проекция

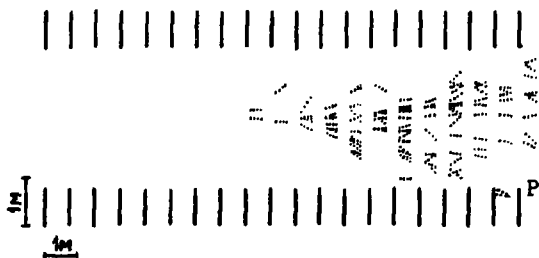


Рис.7. Он-лайн реконструкция нейтринного события.

ЛИТЕРАТУРА

1. L.S.Barabash et al. Proc. of the Int.Conf. "Neutrino-82", vol.2, 249, Budapest, 1982.
2. M.I.Boshko et al. Nucl.Instr.Meth., A243 (1986), 388.
3. В.Б.Бушник и др. ПТЭ, №6 (1984), 80.

КООРДИНАТНАЯ СИСТЕМА ДЕТЕКТОРА КМД-2

Э.В.Анашкин, В.М.Аульченко, С.Е.Бару, В.Г.Заварзин, М.Н.Захваткин,
С.И.Редин, Г.А.Савинов, И.Г.Снопков, Е.И.Солодов, В.Е.Федоренко,
Г.В.Федотович, Б.И.Хазин, А.Г.Чилингаров

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В Институте ядерной физики (Новосибирск) ведется модернизация комплекса ВЭПП-2А, на котором будет достигнута светимость $5 \times 10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Для реализации новых возможностей комплекса ВЭПП-2А строится детектор КМД-2 (рис.1), который будет регистрировать заряженные частицы и фотоны γ .

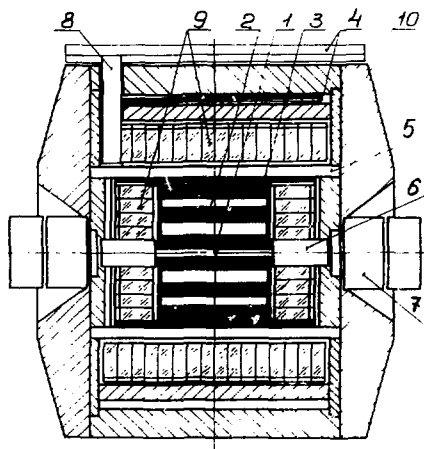


Рис.1. Детектор КМД-2. 1 - место встречи пучков, 2 - дрейфовая камера, 3 - χ -камера, 4 - мюонный детектор, 5 - сверхпроводящий соленоид, 6 - компенсирующий магнит, 7 - магнитные линзы накопителя ВЭПП-2А, 8 - гелиевый трубопровод и токоввод, 9 - электромагнитный калориметр, 10 - обратный магнитопровод.

Координатная система детектора состоит из цилиндрической дрейфовой и двухслойной пропорциональной камер, установленных внутри сверхпроводящего соленоида с магнитным полем 2 Тл. Дрейфовая камера обеспечивает измерение всех трех координат на треках заряженных час-

тиц по номеру сработавшей проволоочки, времени дрейфа и делению заряда. Вдоль трека производится 19 измерений удельных ионизационных потерь. Импульсное разрешение камеры $\sigma_p/p = 1,5\%$ при $p = 1$ ГэВ/с. Для организации первичного триггера и более точного определения телесного угла детектора используется χ -камера с катодным считыванием, измеряющая χ -координату трека вдоль оси лучка.

Корпус дрейфовой камеры состоит из двух торцевых дисков и внешней цилиндрической обечайки. Торцевые диски толщиной 10 мм и диаметром 600 мм сделаны из стеклотекстолита (СТЭФ). В каждом из торцов просверлено по 4096 отверстий с точностью 15 мкм. В эти отверстия вставляются латунные трубочки, в которых зажимаются проволоочки дрейфовой камеры. Внешняя обечайка толщиной 2 мм склеена из СТЭФа и выдерживает нагрузку от проволоочек, составляющую 2,9 кН. Камера состоит из 80 ячеек струйного типа, сгруппированных в три концентрических слоя. Расположение проволоочек в дрейфовых ячейках показано на рис.2. Сигнальные проволоочки изготовлены из вольфрама диаметром 15 мкм с удельным сопротивлением 1,4 кОм/м. Эти проволоочки раздвинуты друг относительно друга на $\pm 0,3$ мм для разрешения право-левой неопределенности. Наводки между сигнальными проволоочками подавляются с помощью установленных между ними потенциальных проволоочек, которые также регулируют газовое усиление в камере. Потенциальные проволоочки сделаны из медненного титана диаметром 100–300 мкм. Длина проволоочек – 440 мм. Для уменьшения краевого эффекта вдоль торцов камеры перпендикулярно сигнальным проволоочкам натянуты проволоочки диаметром 0,8 мм. В результате газовое усиление остается постоянным вплоть до расстояний 5 мм от торцов камеры. Электроника детектора представлена на этой конференции в докладе С.Е.Бару ^{72/}.

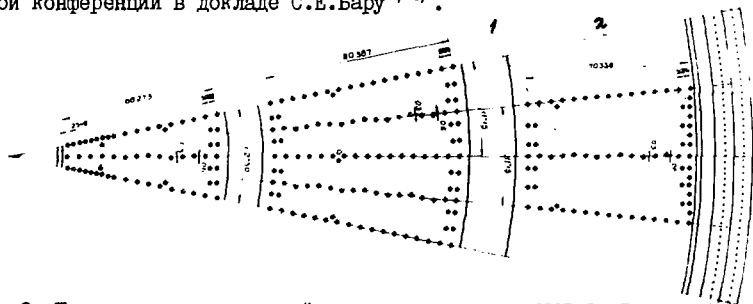


Рис.2. Геометрия координатной системы детектора КАД-2. 1 – ячейка дрейфовой камеры, 2 – сектор χ -камеры.

Пространственное разрешение измерялось с помощью космических частиц на камере и прототипе, содержащем 1/16 азимутального угла на

смесях A_1-CO_2 (10%) и $A_1-C_4H_{10}$ (20%). Среднее разрешение по легкой составляло 140 мкм для первой смеси и 100 мкм для второй. Разрешение по X -координате составило 2 мм, т.е. 0,5% от длины проволочки.

Конструктивно X -камера состоит из трех тонких цилиндрических катодов, двух посадочных и двух монтажных колец. Три цилиндра образуют два слоя X -камеры. Средний цилиндр является общим катодом для обоих слоев камеры. У внешнего и внутреннего катодов поверхности разбиты на кольцевые полоски с шагом 6,5 мм, перпендикулярные оси пучков. Каждое кольцо разделено на два полукольца, а 16 ближайших к центру колец - на 4 равные части. Общее число катодных каналов - 2×256 . В посадочных кольцах, изготовленных из мелкозернистого СТЭФ толщиной 15 мм, просверлено 2 ряда по 704 отверстия диаметром 1,6 мм, для крепления анодных проволочек (28 мкм, золоченый вольфрам) в латунных трубочках аналогично дрейфовой камере. Анодные проволочки объединены в сектора по 22 в каждом. Полное число анодных каналов 2×32 . Сектора в слоях сдвинуты друг относительно друга на 1/2 сектора (рис.2). Длина камеры - 300 мм, диаметр внешнего катода - 647 мм, шаг анодных проволочек - 2,8 мм, зазор анод-катод - 4 мм.

Для улучшения временных характеристик камеры использовалась быстрая газовая смесь фреон-14/Н-пентан. Временной разброс анодных сигналов при измерении с космическими частицами составил $T \approx 50$ нс (97% событий). Пространственное разрешение было изучено на прототипе и составило 120 мкм для перпендикулярных треков и 450 мкм для наклонных (30°).

В заключение авторы выражают благодарность Л.М.Баркову, В.С.Охапкину, Г.М.Колачеву и С.Г.Ливоварову за плодотворные обсуждения и решение ряда конструктивных вопросов.

Литература

1. Г.А.Аксенов, В.М.Аульченко, Л.М.Барков и др., Препринт ИЯФ 85-118, Новосибирск (1985).
2. В.М.Аульченко, С.Е.Бару, Г.А.Савинов. Наст. сборник, с.371.

КООРДИНАТНЫЙ ДЕТЕКТОР БОЛЬШОЙ ПЛОЩАДИ НА СТРИМЕРНЫХ ТРУБКАХ

В.М.Аульченко, Б.О.Байбусинов, М.Ю.Лальчук
А.Б.Номероцкий, А.В.Чегодаев, А.Г.Чилингаров
Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Л.М.Курдадзе

Тбилисский государственный университет

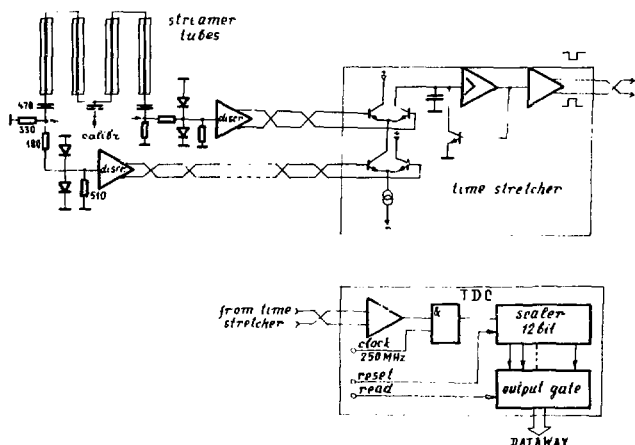
Мюонные системы новых детекторов КИД-2 и КЕДР для экспериментов на встречных e^+e^- -пучках в ИЯФ СО АН СССР состоят из стальных пластин, поглощающих адроны, и координатных детекторов - ковров из стримерных трубок площадью в десятки и сотни квадратных метров. Пространственное разрешение в поперечном к трубкам направлении определяется геометрическим расположением труб в слое и составляет $\sigma \sim 10$ мм при диаметре труб 40 мм.

Продольная координата в стримерных трубках определяется по разности времен прихода сигналов на противоположные концы трубки /1-3/. Несколько труб можно соединить последовательно, а чтобы сделать пренебрежимой вероятность срабатывания двух труб одной связки от одной ионизирующей частицы, в связку объединяются не соседние, а расположенные через одну трубки одного слоя. Такой подход позволяет значительно уменьшить число каналов электроники и может применяться в мюонных системах детекторов, где поток частиц достаточно мал.

Катодом стримерной трубки служит труба из нержавеющей стали диаметром 20 или 40 мм с толщиной стенки 0,2 или 0,3 мм, соответственно. Анод - проволочка из золоченого молибдена диаметром 100 мкм, натянутая с силой 350 г. Торцы трубок герметизированы пробками с отверстием по оси для крепления анодной проволочки. Газ подается через другое отверстие в пробке. Использовались трехкомпонентные смеси газов при нормальном давлении: $Ar + CO_2 +$ спирт, $Ar + CO_2 +$ пентан с различными концентрациями компонентов. На газе $Ar + CO_2 +$ пентан (1:2:1) в трубках диаметром 20 мм при рабочем напряжении 5200 В получены следующие характеристики стримерного сигнала: фронт 3 нс при длительности сигнала 35 нс, средняя амплитуда 3 мА, ширина на половине амплитудного спектра 50+70%, предельные загрузки составляют около 10 кГц/см, а эффективность превышает 99% при плато 700 вольт. Для золоченых проволочек радиационное старение проявляется при интегральной загрузке 10^{10} срабатываний/см. Это позволяет рассчиты-

вать, что при фоне в зале накопителя, дающем загрузку до 10 Гц/см^2 , блоки стримерных труб будут работоспособны более 10 лет.

Канал электроники состоит из двух дискриминаторов, экспандера и время-цифрового преобразователя (ВЦП) прямого счета (рисунок).



Блок-схема канала электроники, предназначенного для измерения продольной координаты по разности времен прихода сигналов на концы стримерной трубки или связи трубок.

В качестве дискриминаторов использованы усилители-формирователи, выполненные на микросхеме К500ЛШ16. Дискриминаторы расположены непосредственно на концах связи труб и соединены с экспандером витой парой. Экспандеры соединены с ВЦП также витой парой длиной 20 метров. На концы связи и в места соединения труб можно подавать калибровочные сигналы от генератора. Это позволяет постоянно контролировать и калибровать электронику.

Длительность выходного сигнала экспандера пропорциональна разности времен между сигналами "Старт" и "Стоп". Метод экспандирования основан на заряде емкости большим током и последующим разряде ее малым током, коэффициент растяжки экспандера равен 80. В качестве ВЦП использовался 12-разрядный измеритель длительности с ценой канала 2 нс. При этом цена канала электронного тракта с экспандером равна 25 пс (3,7 мм вдоль стримерной трубки). Максимальная ошибка измерения экспандера с учетом дифференциальной и интегральной нелинейности не превышает 2 каналов. Собственное разрешение электроники равно

20 пс. Суммарный температурный дрейф электронного тракта в диапазоне $20+60^{\circ}\text{C}$ не превышает 15 пс/градус.

Мюонная система детектора КМД-2 для накопителя ВЭП-2М состоит из двух слоев стримерных трубок, разделенных железом ярма магнита. Каждый слой, в свою очередь, состоит из 8 блоков-октантов. Трубки внутри каждого блока соединены последовательно в связки по 4 для внутренних блоков (диаметр труб 20 мм) и в связки по 8 для внешних блоков (диаметр труб 40 мм). Полное число труб составляет 656 при числе каналов 128.

При работе на космических частицах с блоками внутреннего слоя получена точность восстановления продольной координаты 25 мм при полной длине связки 4 метра. Разрешение по продольной координате от β -источника ^{90}Sr составило 10 мм в центре связки и 25 мм на краю при нелинейностях на краю менее 30 мм. На блоках внешней системы разрешение равно 20 мм в центре и 50 мм на краю при полной длине связки 11 метров. Нелинейности на краю не превышают 40 мм.

Мюонная система детектора КЕДР для накопителя ВЭП-4 будет состоять из 5 тысяч стримерных трубок диаметром 40 мм длиной 4-5 метров, соединенных в связки по 4 трубки.

В нашей предыдущей работе ^{12/} было показано, что, добавив второй ВЭП на связку труб, можно определять по времени дрейфа поперечную координату с точностью 130 мкм. В результате один временной канал позволяет получить пространственное разрешение $12 \times 20 \text{ мм}^2$, а два временных канала $0,13 \times 20 \text{ мм}^2$, на детекторе площадью до $40 \times 20000 \text{ мм}^2$.

Авторы искренне благодарны А.Е.Бондарю и Б.А.Шварцу за плодотворные обсуждения, Ю.А.Хохрякову за помощь в конструировании блоков стримерных трубок, В.И.Исаченко за помощь в проектировании и настройке электроники.

Литература

1. S.F.Biagi, P.S.L.Booth and R.A.Donald. Delphi internal report 84-9 Track1 (1984).
2. V.M.Aulchenko, A.G.Chilingarov, L.M.Kurdadze et al. Preprint 85-122 (1985) INP Novosibirsk.
3. S.F.Biagi, P.S.Booth. Nucl. Inst. Meth. A252 (1986) 586.

ШИРОКОАПЕРТУРНЫЙ ПАРНЫЙ МАГНИТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР
С ТОРЦЕВЫМ РАСПОЛОЖЕНИЕМ МПК

Р.О. Авакян, А.Э. Аветисян, Р.Б. Айвазян, Р.А. Асатуриян, К.Р. Даллакян,
О.С. Кизогян, Э.М. Матевосян, Ю.Э. Сукиасян, С.П. Тароян
Ереванский физический институт

Парный магнитный спектрометр (ПМС) с автоматическими проволочными камерами (ПК) используется на внешнем электронном тракте ереванского синхротрона для изучения взаимодействия электронов и позитронов с различными монокристаллами. В отличие от спектрометров полного поглощения, искажающих истинный спектр в случаях одновременной регистрации нескольких квантов, ПМС позволяет получать истинный спектр, строя его из отдельных квантов, энергия которых определяется из кинематики процесса.

При сравнении с существующими парными спектрометрами, описываемый отличается не только оригинальной компоновкой, но и значительно большими возможностями. ПМС имеет низкий начальный порог регистрации - 25 ± 30 МэВ, широкий импульсный захват при неизменном токе магнита и отсутствие вещества на пути излучения.

Описание спектрометра

Расположение ПМС на электронном тракте ускорителя показано на рис. I. Видно, что тракт оснащен значительным количеством проволочных детекторов: многопроволочными пропорциональными камерами и газовыми счетчиками.

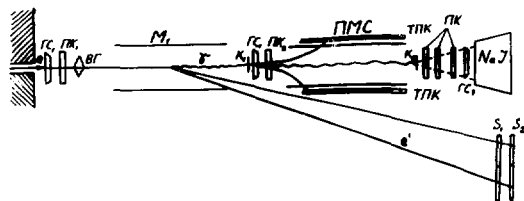


Рис. I. ТПК - "торцевые" проволочные камеры;
ГС - газовые счетчики; ВГ - гониометр;
ПК - многопроволочные пропорциональные камеры.

Торцевой парный магнитный спектрометр создан на базе магнита СЛ-57, позволяющего использовать полюса значительной длины. В данном случае они составляли 130×40 см² при расстоянии между ними 3 см.

Однокоординатные проволочные камеры устанавливались вдоль торцов полюсов, вплотную к ним. Вакуумная камера в зазоре имела боковые окна из лавсана, обращенные к камерам. Использовались ЛК разборной конструкции с рабочими размерами $103 \times 10 \text{ см}^2$. Сигнальные нити из золоченого вольфрама были уложены с шагом 2 мм и, с целью экономии камерной электроники, объединены по две, т.к. это не ухудшало энергетическое разрешение ПМС. В качестве камерной электроники использовались модули МКЭ-32, разработанные ранее [1]. Для исключения влияния рассеянного магнитного поля камерная электроника располагалась на значительном расстоянии от ПМС, а подключение к камерам осуществлялось с помощью ленточных проводов длиной 3,5 метра. Кстати, этот "промежуточный" вариант расположения электроники как наиболее оптимальный, широко используется в установках с системами МЛК на ереванском синхротроне.

В качестве рабочего газа в камерах использовалась аргон-метановая смесь с добавкой паров метилала.

Результаты моделирования и эксперимента с ПМС

Результаты магнитных измерений ПМС приведены на рис.2. Измерения

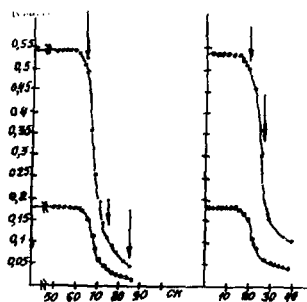


Рис.2.

проводились при двух значениях тока в магните. Видно, что в области ограниченной ЛК (правая стрелка на правом рисунке) поле постоянно. Для сравнения, в парных спектрометрах с "наружным" расположением детекторов, значительная часть траекторий пары лежит в области рассеянного поля. Для нахождения "функции отклика" мы воспользовались методом Монте-Карло, для чего последовательно разыгрывались равномерный и Бете - Гайтлера спек-

тры, падающие на конвертор ПС. Далее разыгрывалась кинематика рождения электрон-позитронной пары. С учетом многократного рассеяния в веществе конвертора строилась траектория пары вплоть до пересечения их с сигнальной плоскостью "торцевых" ЛК. При моделировании учитывалась угловая расходимость пучка квантов, падающих на конвертор, и их геометрическое место в плоскости пересечения с ним.

По описанной методике для двух значений тока магнита были получены "функции отклика" торцевого ПМС (рис.3). Было получено также импульсное разрешение ПМС (рис.4). Как и следовало ожидать, ошибка на начальном участке определяется в основном многократным рассеянием в кон-

верторе. Возможности торцевого спектрометра были проверены и в экспериментальных условиях. С его помощью были исследованы спектральные характеристики излучения от кристалла алмаза толщиной 1 мм при взаимодействии с электронами с энергией 4,5 ГэВ. Изучался режим плоскостного каналирования. На рис.5 представлены "необработанные" спектры с ПМС. "Низкий" соответствует дезориентированному кристаллу, "высокий" - плоскости 110. Обработка разностного спектра осуществлялась по коэффициентам перехода, полученным из "стандартного" бете-гайтлеровского спектра. Таким образом, нормализованный спектр приведен на рис.6, также показан аналогичный спектр, полученный со спектрометром полного поглощения на основе кристалла NaJ [2].

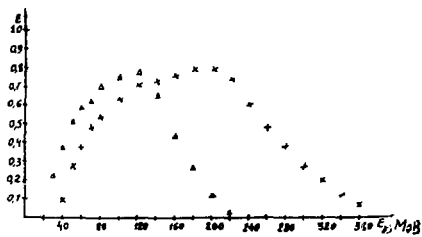


Рис.3

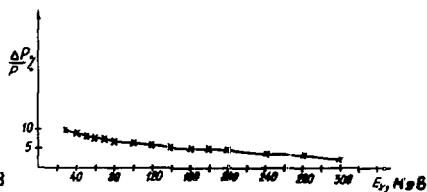


Рис.4

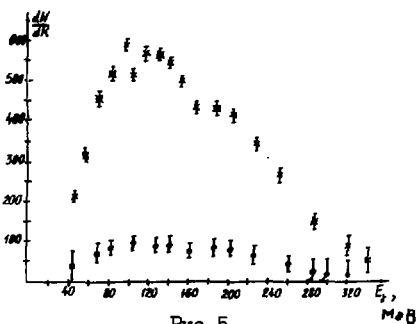


Рис.5

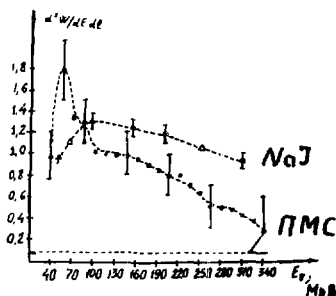


Рис.6

Дальнейшее усовершенствование ПМС предполагает использовать информацию с катодов торцевых ПК в системе отбора событий для дискриминации непарных событий.

Литература

1. Бартикян М.В., Матевосян Э.М., Мирзоян С.С. и др. - ПТЭ, №3, 75, 1982.
2. Авакян Р.О., Авакян Э.О., Аветисян А.Э. и др. Препринт ЕрФИ, №704(19), Ереван, 1984.

2. ГАЗОВЫЕ КООРДИНАТНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ POSITION-SENSITIVE GASEOUS DETECTORS

RECENT DEVELOPMENTS WITH POSITION-SENSITIVE GASEOUS DETECTORS

Fabio Sauli
CERN, Geneva, Switzerland

1. THE MODULAR MULTIDRIFT VERTEX DETECTOR

The most difficult region to instrument in a detector for collider experiments is the central, close to the vacuum pipe, where the density of tracks and the background rates are the highest. This is moreover usually the most inaccessible region of the setup, captured by all the remaining equipment: a major breakdown has the worse consequences for the whole experiment. As an alternative to solid state devices, we are developing a vertex detector based on the multidrift tube, a device in which the reliability and pattern recognition problems encountered in standard gas detectors are solved by modularity and redundancy of the components [1,2]. As shown in Figs.1 and 2, a multidrift module consists in an hexagonal thin carbon fibre tube sealed at the two ends enclosing a large number of individual drift cells; signals from both sides of each anode wire are encoded to provide the transverse and the longitudinal coordinates (from drift time and current division). With the present design (1.45 mm cell radius and 30 mm tube diameter) the module has 70 signal wires; charged tracks are sampled in average ten times in each tube.

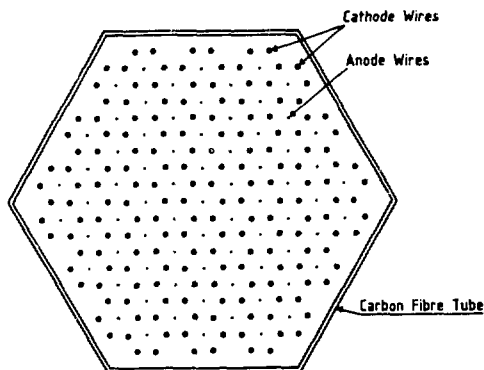


Figure 1. Cross section of the multidrift module.

Each module has independent gas and high voltage supplies; in case of breakdown, the defective element can be easily disabled from the control room. Depending on the expected failure rate, one can build in sufficient redundancy in order to maintain full detection efficiency (although with a local reduction in sampling rate). Fig.3 shows the proposed assembly of modules that constitute a prototype vertex

detector: it consists in 48 modules for a total of around 3500 signal wires. With an inner and outer radius of 30 and 120 mm, respectively, the setup is designed to fit the typical needs of a vertex detector; a length of two meters is foreseen both to cover long intersection regions and to remove as much as possible the mass of the end plates in the forward direction.

Very good and stable working conditions have been obtained operating the multidrift tube with dimethylether (DME) as gas filling. Thanks to its excellent photon quenching properties and high density (2.4×10^{-3} g/cm³ at one bar), DME allows efficient detection of minimum ionizing particles with a very long plateau. We have also found that very reliable operation can be obtained using rather thick anode wires (up to 50 μ m) which makes modules very robust. The small diffusion coefficient and high primary specific ionization in DME contribute to improve localization accuracy. DME holds also one of the world records of tolerance to radiation: up to 4 C of charge per cm of wire have been recorded without apparent damage [3]. In our geometry and at a gain of 10^6 this corresponds to a total flux of around 10^{13} minimum ionizing particles per cm² (~ 1 MRad).

Because of the small maximum electrons drift length (1.5 mm) in very high electric field (10 kV/cm at one bar) the performances of the detector should be virtually unchanged by very strong magnetic fields.



Figure 2. One end of a finished module.

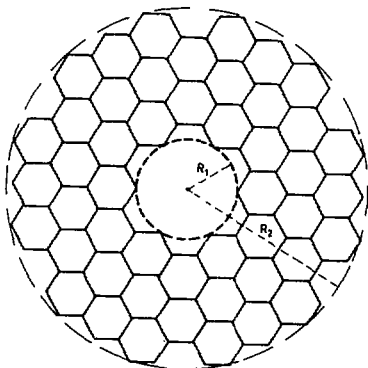


Figure 3. Cross section of the proposed vertex detector prototype.

With the present electronics and reconstruction algorithm, operating at one bar, we have achieved a single wire localization accuracy of $45 \mu\text{m rms}$; Fig.4 shows a typical event as reconstructed from the drift time measurement.

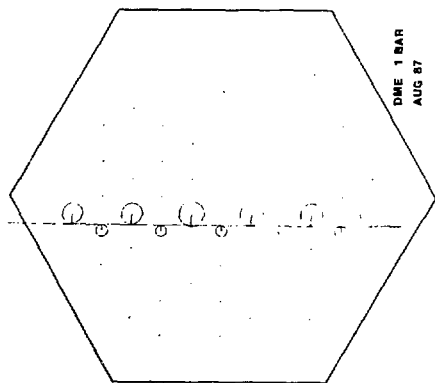


Figure 4. Example of a measured minimum ionizing track.

The multitrack resolution of the device is at present of around $800 \mu\text{m}$, mainly limited by the pattern recognition program; we are developing a global projection algorithm that should allow a very fast and efficient reconstruction of complex patterns, and that can presumably be implemented with a dedicated hardware processor to reduce the information flow in real applications.

We intend to develop a fully integrated electronics mounted on each end of the modules to record time and charge at high rates; ultraminiature twisted pair lines will transfer the encoded information to the counting room. The desired characteristics are very similar, except for the shorter drift time range, to the usual requirements of many drift and jet chambers. One can also use a modified version of the circuits already available or under development for silicon strip detectors. Providing a continuous clocked storage of the analogue input, and assorted to a dedicated data reduction and encoding, such a circuit would act as temporary buffer for the inputs thus allowing a high level of trigger selection without loss of information. Functionally equivalent to a flash ADC, the circuit should have about 10 ns sampling rate and be at least 16 cells deep. A data reduction circuitry, implemented on the chip itself, should be capable of selecting valid information providing the total charge and the timing of a cluster (probably using a difference-of-samples algorithm).

A rather interesting possibility is to use a high concentration of an electronegative gas in the tubes; in this case only electrons released by ionizing particles very close to the anode wires are detected, thus largely increasing the rate capability of the device (at the expense of a reduced efficiency). We have verified that in a 50-50 mixture of freon 13 (CF_3Br) and DME the average efficiency per wire drops to 10%, with a time resolution having 5 ns FWHM. Tracks would be measured only a couple of times in each tube, but the device could operate at the very large interaction rates such as those envisaged for the Large Hadron Collider at CERN (luminosities approaching 10^{34}).

With an appropriate gas filling (e.g. xenon and methane) the multidrift module can be made rather efficient in the detection of soft x-rays. In this case of course one makes no use of the time information, and the conversion point is provided using the current division method on each anode wire. As compared to a more con-

ventional, thick drift space single-plane multiwire chamber, an x-ray imager based on the multidrift module has a much larger rate capability and a very small parallax error (the penetration depth can be corrected for knowing the hit wire number). We foresee the use of a large array of tubes for high rate crystal diffraction studies at the Synchrotron Radiation facilities.

2. BARIUM FLUORIDE CALORIMETER AND POSITRON CAMERA

With a density of 4.9 g/cm^3 and a radiation length of 2.05 cm, barium fluoride (BaF_2) is a good scintillator for use in electromagnetic calorimetry. It has a very fast ultra-violet scintillation component with sub-nanosecond decay time, that can be detected in a photosensitive multiwire chamber as originally proposed by Anderson [4]. Fig. 5 shows the overlap between the fast scintillation component of BaF_2 scintillation and the quantum efficiency of tetrakis(dimethylamino)ethylene (TMAE) used as photosensitive vapor.

We have built and tested a full scale prototype electromagnetic calorimeter consisting in succession of crystal radiators and low pressure multiwire proportional chambers (MWPC) [5,6] contained in a common pressure vessel (see Fig. 6). The detector consists in fourteen layers of crystals, for a total of about 20 radiation lengths, and fourteen MWPC with bi-dimensional charge readout on anode and cathode planes.

Because of the very low vapor pressure of TMAE at room temperature (.3 torr) one has to add another gas to obtain a stable gain in the MWPC; we have chosen to add 3 torr of isobutane (C_4H_{10}). There are two major advantages in operating the MWPC at low pressure: the working voltages are very low, and the charged fraction of the electromagnetic shower is not detected directly through ionization of the gas, which would largely deteriorate the energy resolution. The best operating conditions of the detector were obtained using a continuous flow of gas kept at fixed pressure; we have achieved an overall gain stability over long periods of a few percent.

Each of the chambers was equipped with electronic readout of the charge induced on both cathode planes (perpendicular to each other), in groups of cathode wires 5 mm wide. For each event, therefore, both the scintillation energy loss and the spatial charge profile in each MWPC plane could be recorded.

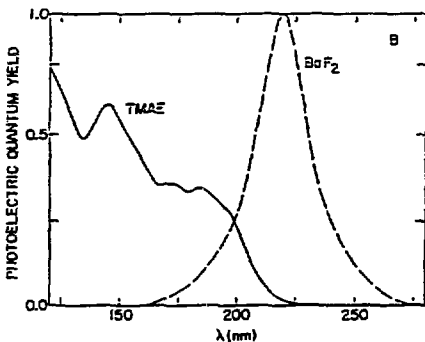


Figure 5. BaF_2 fast scintillation and TMAE quantum efficiency.

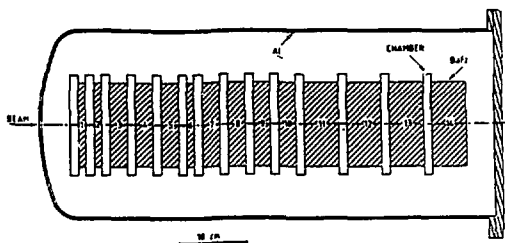


Figure 6. Schematics of the BaF_2 -MWPC calorimeter.

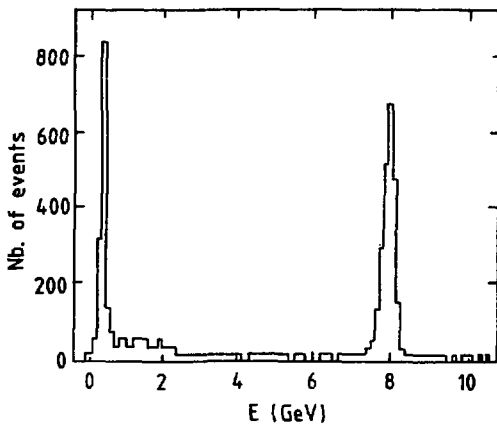


Figure 7. Energy loss spectrum for 9 GeV electrons and pions.

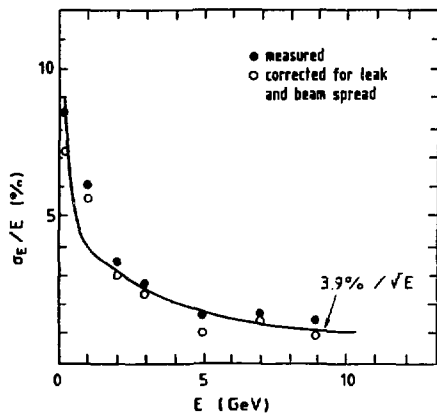


Figure 8. Energy resolution as a function of electron's energy.

The prototype calorimeter was installed in a medium energy non-separated beam at CERN. Because of the limited size of the device, a fraction of the shower energy escaped detection and data had to be corrected correspondingly. This is visible in Fig. 7, that shows the overall recorded scintillation energy loss spectrum (calibrated in GeV) for electrons and pions at 9 GeV. Figs. 8 and 9 show respectively the experimental energy and position resolution as a function of energy of electrons.

Because of the fast scintillation decay time of BaF_2 and the fast collection time of the low pressure MWPC, the calorimeter has a very good time resolution with typically 1.5 nsec FWHM. Moreover, because of the small gap and the large E/P ratio, positive ions produced in the avalanches clear the detector in a few μsec ; the device is therefore in principle capable of handling very high rates.

A rather interesting parallel development of the device is as a detector for positron annihilation gammas. In this case, one can improve the position resolution using, instead of single crystals, composite converters made with rectangular rods packed together and optically insulated, as shown in Fig.10 [7]. In our group we have achieved, in a small prototype as illustrated, a localization accuracy for 511 keV gammas of 4 mm rms, with a time resolution of around a nsec; the work is continuing to produce a full detector that could be used for positron imaging.

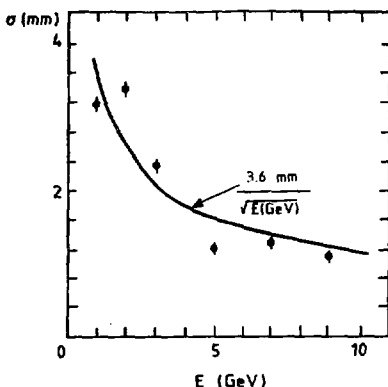


Figure 9. Position resolution of the electromagnetic shower.

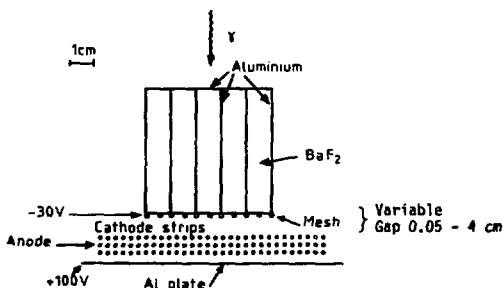


Figure 10. Segmented scintillator for improved resolution.

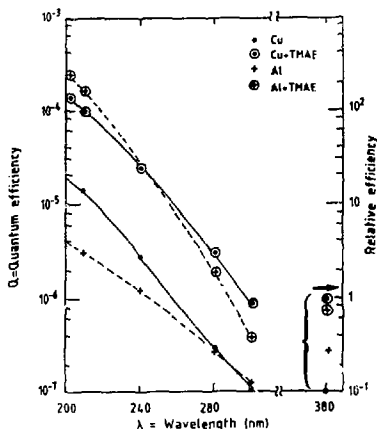


Figure 11. Enhanced quantum efficiency of metals exposed to TMAE.

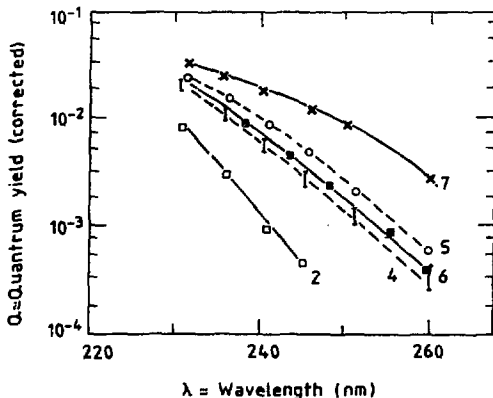


Figure 12. Quantum efficiency of various liquid photocathodes.

As one can see from Fig. 5, a large fraction of the scintillation photons is not detected by TMAE vapors. Moreover, its low vapor pressure implies the use of thick layers of gas for full detection with the consequent deterioration of time response. We have been investigating the possibility of growing up in a MWPC some kind of condensed photocathode, having lower photoionization threshold. The possibility of using condensed TMAE was already studied by Anderson [4]. We have verified a phenomenon of enhancement of cathode quantum efficiency for metals exposed to TMAE vapors, subsisting eveng long after the MWPC is flushed clear; this is shown in Fig. 11 [8]. Both aluminum and copper cathodes increase their sensitivity at long wavelengths by an order of magnitude when exposed to TMAE; this effect has to be properly taken into account when comparing experimental results obtained in various conditions. The quantum efficiency measured for liquid TMAE is also rather small, in disagreement with the original observations of Anderson, see Fig. 12 (curve 2).

Following a suggestion of Holroyd [9] we have tried various liquid photocathodes obtained dissolving TMAE in room temperature liquids having good electron transport characteristics, such as tetramethyl silane (TMS), tetramethyl pentane (TMP) and neopentane. Some preliminary results are collected in Fig. 12. The measured quantum efficiency curves are given for condensed liquid TMAE (curve 2), TMAE dissolved in TMP (curve 4), TMAE in TMS (curve 5), TMAE in neopentane at 0° and at 20° (curve 6 and 7 respectively). Although the maximum quantum efficiency observed around 240 nm is not greater than a few percent, we are confident that the research in this direction can be very fruitful, opening up the possibility of realizing very large surfaces of photocathodes in the ultraviolet domain.

3. THE IMAGING CHAMBER

The gaseous detectors described so far are extremely powerful devices but have in general a rather limited granularity, mainly because of the cost of the associated readout electronics. In our group we have been working on an alternative idea of using the light emitted in the avalanche process to obtain optical images of ionizing events [10,11].

While it is well known that photons are copiously produced in electron avalanches, they are mostly emitted at short wavelengths (in the vacuum ultraviolet domain) and therefore very hard to detect or reabsorbed by the gas mixture if one makes use of organic quenchers. A systematic search in our group has allowed to identify several gas mixtures in which the photon yield at wavelengths close to the visible is copious; moreover, high proportional gains can be obtained. As it happens, two vapors commonly used in photosensitive chambers, TMAE and TEA (triethylamine), when added to argon or to argon-methane, result in a very large photon yield. The emission spectrum of mixtures containing TEA is centered around 280 nm (see Fig. 13), while for TMAE mixtures the peak of emission is at 470 nm. While it is of course more convenient to detect the longer wavelengths, the absolute light yield is smaller in the second case, both because of a more critical operation of TMAE filled chambers at high gains and because of the much smaller concentration of vapor.

The detector that we have used for imaging charged tracks in projection is illustrated in Fig. 9. It consists in a large volume of drift, much like a Time Projection Chamber, followed by a multiplying element, a standard MWPC or a parallel plate avalanche chamber; the light emitted in the thin layer of the amplifying gap is detected with an image intensifier coupled to a television or to a solid state camera. The detector itself can be continuously active, or gated if a selection is desired (for example in high radiation environment). Fig. 15 shows some examples of minimum cosmic rays tracks detected with the imaging chamber, operated with argon-methane-TEA.

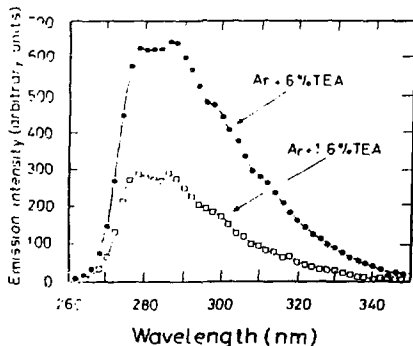


Figure 13. Emission spectrum of TEA in argon.

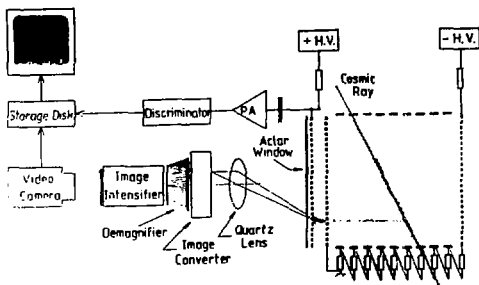


Figure 14. Schematics of the imaging chamber.



Figure 15. Cosmic rays tracks recorded with the imaging chamber.



Figure 16. Alpha particle tracks recorded with a solid state camera.

The light emission is proportional to the energy loss in a large dynamic range, although the television recording medium and the photographic reproduction largely deteriorate the response. For this reason we are now using a solid state camera and a frame digitizer, that allows to record images in real time with a computer. An example of digitized image, recorded with the imaging chamber in the detection of alpha particles of around 5 MeV, is shown in Fig. 16; the shade of the pixels (originally in color) represents the relative intensity of the light recorded, and an integration of the light intensity along each track very much reproduces the typical Bragg energy loss behaviour.

References

- [1] R.Bouclier, G.Charpak, W.Gao, Ph.Mine, A.Peisert, J.C.Santiard, F.Sauli and N.Solomey, Nucl.Instr.Methods A252 (1986) 373
- [2] R.Bouclier, G.Charpak, G.A.Erskine, B.Guerard, J.C.Santiard, F.Sauli and N.Solomey, CERN - EP/87 - 89 (1987)
- [3] S.Majewski, Proc.Workshop on Radiation Damage to Wire Chambers, LBL - 21170 (1986) 239
- [4] D.F.Anderson, Phys.Lett.B118 ('982) 230
- [5] D.F.Anderson, G.Charpak, Ch.von Gagen and S.Majewski, Nucl.Instr.Methods 225 (1984) 8
- [6] R.Bouclier et al, CERN - EP/87 - 157 (1987)
- [7] Ph.Mine et al, IEEE Trans.Nucl.Sci. NS - 34 (1987) 458
- [8] V.Peskov et al, Search on Liquid Photocathodes (To be published at CERN, 1987)
- [9] R.A.Holroyd et al, J.Phys.Chem.89 (1985)4244
- [10] M.Suzuki, P.Strok, F.Sauli and G.Charpak, Nucl.Instr.Methods A254 (1987) 556
- [11] G.Charpak, J.P.Fabre, F.Sauli, M.Suzuki and W.Dominik, Nucl.Instr.Methods A258 (1987) 177
- [12] A.Breskin et al, Pres.at the London conf. on Position Sensitive Detectors, WIS - 87/68 (Sept. 1987)
- [13] R.Chechik and A.Breskin, WIS - 87/19 (1987)
- [14] I.Giomataris and G.Charpak, 20th Intern. Cosmic Ray Conf., Moscow Aug.1987.

LIMITS OF POSITION RESOLUTION IN AN INDUCTION DRIFT CHAMBER (IDC)
DUE TO FLUCTUATIONS OF IONISATION LOSS*

A.H. Walenta
University of Siegen, FRG

Introduction

The induction drift chamber (IDC) is a wire chamber with rather narrow wire spacing (Fig. 1) where induced signals are recorded on potential wires. The difference of these induced signals divided by the anode signal is a measure of the position x .

$$x = \frac{d}{2\alpha_M} \arcsin \left(\frac{1}{C_0} \frac{\Delta P}{A} \right) \quad (1).$$

Due to the small wire spacing and the special read-out scheme very high rates and high position resolution can be achieved ^{1,2/}. With a careful design and low noise electronics the limit is reached where the ionisation structure along the track becomes dominant. For further improvement and optimum design of the chamber the investigation of these effects seems necessary.

Fluctuation of Ionisation Loss

The limits of resolution in track detectors based on ionisation loss are dictated by the fluctuation of the latter. For example an ideal cloud chamber will produce a limited number of visible droplets along the track with a finite size due to the range of the ejected electrons. The best "guess" for the reconstruction of the real track will be a straight line fit through these points. Clearly the ionisation sta-

*Work supported by the Bundesministerium für Forschung und Technologie

tistics will determine the overall precision. For electronic track detectors as wire chambers some sort of projection precedes the read-out of charge and the electronic encoding of position which amplifies the effect of ionisation fluctuation considerably. For high precision chambers these effects become dominant and a detailed investigation can provide the necessary tools for minimizing the contribution.

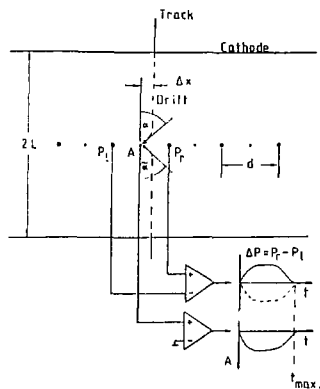


Fig. 1. Schematic cross section of the IDC and principle of operation.

From fig.2 can be seen that for $\frac{\pi}{2} < \alpha_i < \pi$ the relation $\sin(\alpha_i) = \sin(\pi - \alpha_i) = \sin \tilde{\alpha}_i$ allows to fold the lower part of the chamber onto the upper part and therefore for simplicity the chamber response will be treated for an asymmetric halfchamber with twice the tracklength as shown in fig.2a,b. Furthermore for the charge projection in an IDC (Fig.2a) two zones can be distinguished:

- charge at the location x_i and $|y_i| > |y_0|$ in the homogeneous field region drifts toward the anode under an angle $\alpha_i = \alpha_M \frac{x_i}{d/2}$, $\alpha_i \leq \alpha_M$ and
- charge from the inhomogeneous field region with $|y_j| \leq |y_0|$ follows the field lines depending on x_j, y_j (see also fig.10) arriving at angles $0 \leq \alpha_j \leq \pi$.

Integrating the signals in the IDC over a time period longer than the maximum drift time t_{max} one obtains for the measured quantity with ϵ_i the ionisation loss in individual ionisation clusters :

$$\frac{\Delta P}{A} = C_0 \frac{1}{\frac{\sum \epsilon_i}{N}} \frac{\sum \epsilon_i \sin \alpha_i}{N} = C_0 \frac{\sum \epsilon_i \sin \alpha_i}{\sum \epsilon_i} \quad (2)$$

First only part a) of the track excluding part b) is considered (fig. 2b). The term $\sin \alpha_i$ is expanded with respect to a geometrical mean angle $\alpha_0 = \frac{1}{2}(\alpha_2 - \alpha_1)$ corres-

ponding to the centre of the projected track segment between $-L$ and L :

$$\frac{\Delta P}{A} = C_0 (\sin \alpha_0 + \cos \alpha_0 \frac{\sum_1^N \epsilon_i \omega_i}{N}) = C_0 (\sin \alpha_0 + \bar{\omega} \cdot \cos \alpha_0) \quad (3)$$

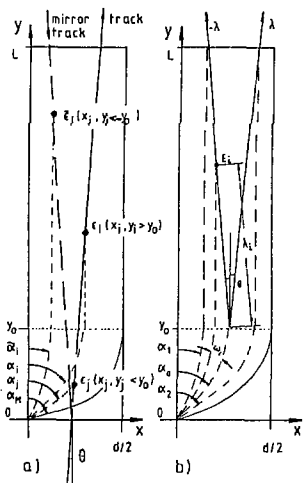


Fig. 2. Coordinates used in calculations. The upper right quadrant of a cell is shown. Dashed lines: drift path for ionisation (examples). At $y = y_0$ virtual separation between homogeneous and inhomogeneous part indicated.

assuming $\omega_i = \alpha_i - \alpha_0$ the actual deviation of a cluster from α_0 to be small enough which is fulfilled for angles θ between track and parallel field lines with

$$\text{tg } \theta < \frac{d}{2L} \text{ and putting } \bar{\omega} = \frac{\sum_1^N \epsilon_i \omega_i}{\sum_1^N \epsilon_i}.$$

Position errors are caused by fluctuations of $\bar{\omega}$ which in turn are caused by fluctuations of the number N , location ω_i and size ϵ_i of the clusters.

Since these fluctuations are only track specific $\bar{\omega}$ may be expressed by detector geometry and track parameters. Putting

$$\omega_i = \frac{\lambda_i \sin \theta}{d/2} \alpha_M \text{ and } 2(L - y_0) = \lambda \cdot \cos \theta$$

where λ_i is a coordinate along the track of length λ with the origin at the mid-point it is obtained:

$$\bar{\omega} = \frac{\alpha_M}{d/2} 2(L - y_0) \frac{\sin \theta}{\cos \theta} \frac{\hat{\lambda}}{\lambda} = \frac{\alpha_M}{d/2} x_{\text{proj}} \frac{\hat{\lambda}}{\lambda} \quad (4)$$

x_{proj} is the projection of the total track

length onto the measured coordinate and $\frac{\hat{\lambda}}{\lambda} = \frac{1}{\lambda} \sum \epsilon_i \lambda_i / \sum \epsilon_i$ is the relative deviation of the charge centroid along a track from its mean value in the center.

This formula shows that this error to the position resolution disappears for $x_{\text{proj}} = 0$ (here for tracks parallel to the field lines) and is otherwise totally determined by the statistics of primary ionisation. Since this effect is common to a number of position sensitive detectors using a centroid method (TPC, Si-strip detectors) the quantity $\frac{\hat{\lambda}}{\lambda}$ will be considered in more detail.

Special Landau Distribution

The similarity to the classical Landau distribution ^{/3/} representing the fluctuation of the quantity $\Delta E = \sum_i^N \epsilon_i$ to its specially weighted extension

$\hat{\lambda} = \sum_i^N \epsilon_i \lambda_i / \sum_i \epsilon_i$ suggests to consider the fluctuation of the latter as "Special Landau Distribution". This similarity can be used to derive an approximate expression for $\Delta \hat{\lambda} / \hat{\lambda}$ ^{/4/}. Assume λ to be subdivided into K segments each one with a charge Q_k while the total charge on the track is $\sum_{k=1}^K Q_k = Q_A$.

For the centroid of the charge it is obtained $\hat{\lambda} = \sum \frac{\lambda}{K} k Q_k / Q_A$ and for the fluctuation

$$(\Delta \hat{\lambda})^2 = \left(\frac{\lambda}{Q_A}\right)^2 \sum_1^K k^2 (\Delta Q_k)^2 \quad (5)$$

with ΔQ_k the fluctuation in an individual cell. The latter has been first calculated by Landau and he has shown that this distribution is characterized by its most probable value Q_{mp} and the full width at half maximum ΔQ_k . Measurements at

thin absorption layers show that a good approximation is given by $(\Delta Q_k)^2 \approx (\Delta Q_\lambda)^2 / K$ with ΔQ_λ for the whole track length λ . Using in addition the approximate relation

(for K large) $\sum_1^K k^2 \approx \frac{1}{2} K^2$ equ. (5) can be evaluated

$$(\Delta \hat{\lambda})^2 = \frac{\lambda^2}{Q_A^2} \frac{1}{2} K^2 \cdot (\Delta Q_\lambda)^2 = \frac{1}{2} \lambda^2 \left(\frac{\Delta Q_\lambda}{Q_A}\right)^2$$

$$\text{hence } \frac{\Delta \hat{\lambda}}{\hat{\lambda}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\Delta Q_\lambda}{Q_A} .$$

This relation overestimates the fluctuation roughly by a factor of 2 which is due to the assumption that $\Delta Q_k / Q_k$ increases continuously at infinitum for increasing K which in reality is not the case because the clustering of the ionisation. However it reproduces the basic physics process that the Landau energy loss distribution determines also the special centroid fluctuation.

Monte Carlo Method

Originally for thin layers no acceptable agreement for the Landau distribution with the measurements could be achieved. Also simple corrections ^{/5/} to the original calculations were not very successful and a more sophisticated treatment was needed ^{/6/}. The decisive progress was achieved with the use of Monte Carlo methods ^{/7,8,9/}. The basic idea was to replace the statistical treatment by computer calculations which in turn allowed the use of more realistic cross sections for the electron-atom collisions. In particular the use of photon absorption cross sections σ_{ph} for this purpose proved very fruitful because they are accessible to calculations and measurements. The Monte Carlo methods for calculating the energy loss have been used to predict the behaviour of detectors for particle identification using the relativistic rise of ionisation density and consequently include the modelling of the complex dielectric behaviour of the absorber. For the calculation of the special fluctuation the relativistic rise may have a minor effect and for simplicity in the following only roughly minimum ionizing particles will be considered ($\beta\gamma=3$).

The number of encounters with an energy loss between ϵ and $\epsilon+d\epsilon$ is given by

$$\frac{dn}{d\epsilon} = \frac{\tilde{A}\rho t}{\beta^2} \left(\frac{1}{\epsilon} f(\epsilon) \left(\ell n \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{\epsilon} - \beta^2 \right) + \frac{1}{\epsilon^2} \int_0^{\epsilon} f(\epsilon) d\epsilon \right)$$

with $\tilde{A} = 0.163 \frac{Z}{A} \text{ MeVcm}^2/\text{g}$, ρ the density and $f(\epsilon)$ the oscillator strength of the absorbing atoms.

$f(\epsilon)$ will be written with the "ansatz" $f(\epsilon) \sim \sigma_{ph}(\epsilon)$ as the sum of contributions from the individual shells $f(\epsilon) = \sum_{\nu} f_{\nu}(\epsilon)$ where

$$f_{\nu}(\epsilon) = \begin{cases} B_{\nu}/\epsilon^2 & \epsilon \geq \epsilon_{\nu} \\ 0 & \epsilon < \epsilon_{\nu} \end{cases},$$

and ϵ_{ν} the binding energy and B_{ν} a constant of the shell. This approximation for the photon cross section has been chosen (instead of a higher power) because most of the contributions come from the region just above the threshold (see e.g. for carbon fig. 3). A somewhat better match still will be possible but for simplicity an integer power has been chosen here.

The contributions from each shell are normalized such that the total contribution

equals n_ν/Z with n_ν the number of electrons in the shell resulting in $B_\nu = \frac{\epsilon_\nu n_\nu}{Z}$. The integration in the Rutherford part can readily be performed and it can be written:

$$\frac{dn}{d\epsilon} = \frac{\tilde{A}\rho t}{\beta^2} \sum_{\nu} \frac{n_\nu}{Z} \left\{ \frac{\epsilon_\nu}{\epsilon^2} V(\epsilon) + \left(\frac{1}{\epsilon^2} - \frac{\epsilon_\nu}{\epsilon^2} \right) \epsilon_\nu \epsilon_\nu \right\}$$

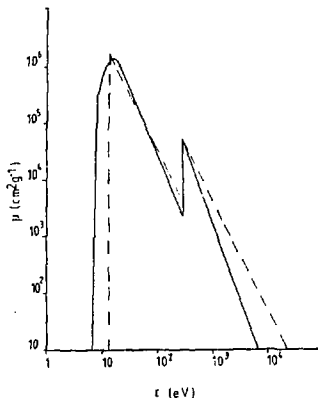


Fig. 3. Absorption coefficient for x-rays for propane (Ref. 7). Dashed line: approximation used here.

while the relevant parameters are given in table I.

As expected the Monte Carlo simulation reproduces well the main features of the distribution in particular a $1/\epsilon^2$ dependence from the Rutherford part superimposed by resonant contributions from the shells.

A more serious problem is the distinction of encounters leading to excitation or ionisation. This is necessary because in the detector only the latter are visible. A detailed treatment of the atomic transitions has been

which includes transitions to excited states. The resonant part can be simplified replacing $V(\epsilon)$ by its value at $\epsilon = \epsilon_\nu$ since it is a weakly varying function of ϵ and because of the $1/\epsilon^2$ factor it contributes only near ϵ_ν . In this way the distribution of individual energy losses can be calculated for any material, only n_ν and ϵ_ν are needed. The results for the examples discussed in this work are shown in fig.4

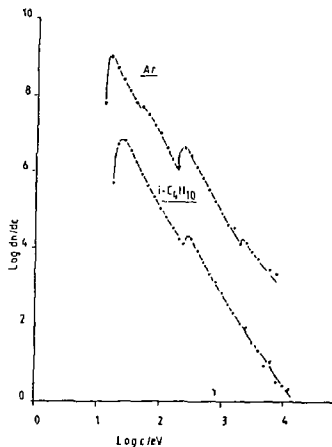


Fig. 4. Energy transfer distribution calculated in Monte Carlo. Arbitrary offset of ordinate scale, adjusted for better visual separation of curves.

presented ^{/10/} but suffers from the fact that sufficient data are not available for most gases. Therefore a simple approach is proposed here where a parameter $\epsilon_{\nu\text{ion}}$ as an effective ionisation threshold is introduced as lower limit for integration

$$\text{instead of } \epsilon_{\nu} . \text{ This yields } N_{\text{ion}} = \frac{\bar{A}_{\text{opt}}}{\beta^2} \frac{1}{2Z} \sum_{\nu} \frac{n_{\nu} \epsilon_{\nu}}{\epsilon_{\nu\text{ion}}} \{V(\epsilon_{\nu}) + 1\}$$

Table I Gas parameters used in Monte Carlo Calculation

Shell Parameters	Argon	Isobutane	Neopentane
$\epsilon_1, \epsilon_{1\text{ion}}, W_1, n_1$	14, 17.5, 17.5, 6	13, 16.5, 16.5, 6	as isobutane
$\epsilon_2, \epsilon_{2\text{ion}}, W_2, n_2$	50, 50.0, 22.0, 2	260, 260, W, 2	as isobutane
$\epsilon_3, \epsilon_{3\text{ion}}, W_3, n_3$	235, 235, W, 8		
$\epsilon_4, \epsilon_{4\text{ion}}, W_4, n_4$	3100, 3100, W, 2		
W(eV)	26.4	23.0	as isobutane
$\rho(\text{mg}/\text{cm}^3)$	1.66	2.52	3.20
$n_{\text{cl}}(\text{cm}^{-1})$	16	63	80

ϵ_{ν} : shell energy, $\epsilon_{\nu\text{ion}}$: ionisation threshold, W_{ν} : effective W in shell ν ,
 n_{ν} : number of electrons in shell ν . All energies in eV.

This difference between $\epsilon_{\nu\text{ion}}$ and ϵ_{ν} will be most effective for the outermost shell and small corrections are due to inner shell excitation which may be neglected (i.e. $\epsilon_{\nu\text{ion}} \approx \epsilon_{\nu}$) as done in this work.

The adjustment of $\epsilon_{\nu\text{ion}}$ and W_{ν} to the values given in Table I is done such that the experimentally known $W = \frac{\bar{A}}{n_{\text{tot}}}$, the mean energy spent for the creation of an ion pair, is correctly reproduced. This leads to a calculated number of ionisation clusters of $N_{\text{ion}} = 16 \text{ cm}^{-1}$ and $N_{\text{ion}} = 63 \text{ cm}^{-1}$ for Ar resp. $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$. Noteworthy is the consistently lower number than usually quoted in the literature for argon and the higher number for hydrocarbons but it seems to match the measured values in a time expansion chamber (for a more detailed discussion see ^{/4/}).

In a similar way the ionisation threshold is introduced in the Monte Carlo program. The number of ionisation electrons produced is reconverted to energy by multiplication with W which in fact corresponds experimentally to a calibration procedure using x-rays. The comparison of these energy loss spectra (fig. 5) with measured data ^{/4, 11/} confirm the basic assumptions of the calculation to be correct.

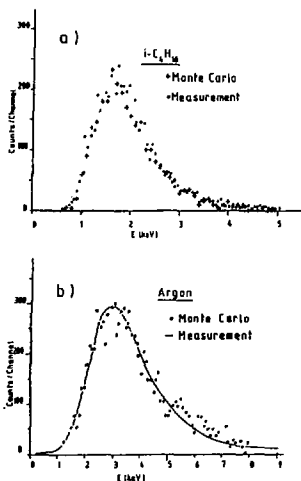


Fig. 5. Ionisation loss distribution for isobutane ($t = 0.6$ cm) and argon ($t = 2.3$ cm). Measurement for Ar is bestfit through data from Ref. 5. Absolute calibration from Ref. 4.

Centroid Calculation

A Poisson distributed number of clusters with the mean value N_{ion} is randomly distributed with locations A_i over a unit length and the weighted mean is calculated:

$$\hat{\lambda}/\lambda = \sum A_i \epsilon_i / \sum \epsilon_i$$

The distribution of this quantity (fig. 6) is centered symmetrically around $\hat{\lambda}/\lambda = 0.0$ and fits surprisingly well to a gaussian distribution. The dependence on the number of clusters (fig. 7) starts correctly for one cluster at a value $(\Delta\hat{\lambda}/\lambda)_{rms} = \frac{1}{\sqrt{12}}$ and improves inversely with the power of 1/3 for isobutane and not with 1/2 as in the

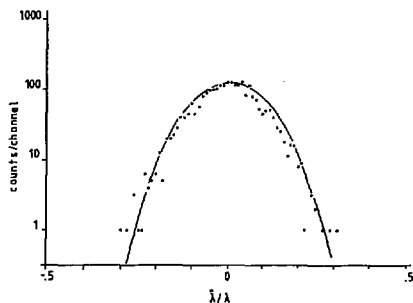


Fig. 6. Monte Carlo calculation of centroid distribution of charge along a track of length $\lambda = 6$ mm in $i-C_4H_{10}$.

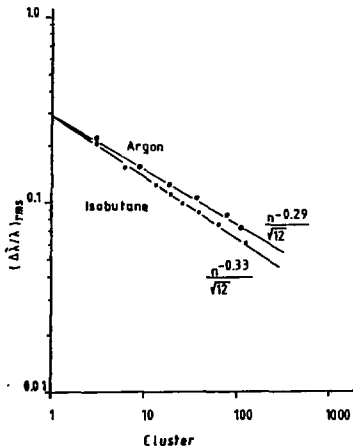


Fig. 7. Monte Carlo calculation of relative error of centroid measurement of charge along a track as function of mean cluster number.

simple derivation above indicating the influence of large clusters which also seems to be responsible for the even slower change in argon.

The application of these results to the resolution using essentially eqs. (1), (2) and (3) defines an angular sensitivity $\frac{\sigma_x}{\theta}$ for the detector resolution depending on the thickness:

$$\frac{\sigma_x}{\theta(\text{deg.})} = \frac{\pi}{180} \frac{(N_0)^{-0.33}}{\sqrt{12}} (2L)^{0.67} \quad (2L)$$

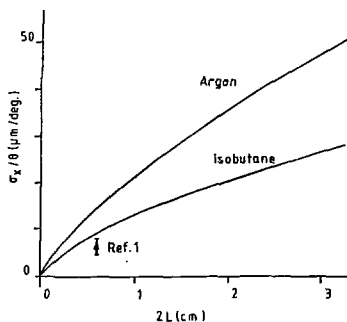


Fig. 8. Angular sensitivity of position accuracy due to spacial Landau fluctuation. Solid lines: Monte Carlo calculation; measured point for test chamber and Isobutane.

The results plotted in fig.8 for Ar and $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ suggest the use of dense hydrocarbon gas giving the highest number N_0 of ionisation clusters per 1 cm but emphasises on the other hand the need to reduce for highest precision the thickness $2L$ and the angle θ . Therefore in this work numbers for neopentane are quoted as well. For vertex detector applications in principal $\theta=0$ since all interesting tracks come from a decay point close to the interaction point. However the same effect is produced by the magnetic field causing the electron drift under an angle θ (Lorenz-angle) which is discussed in ^{1/}, where also a result

from a test chamber is presented. The experimentally found value $\sigma/\theta = 6.4 \mu\text{m}/\text{deg}$ for $2L = 6 \text{ mm}$ isobutane is somewhat lower than the Monte Carlo calculation probably due to the unresolved systematic effects in the measurement.

Inhomogeneous Field Region

Equation (2) includes clusters of size ϵ_j coming from the inhomogeneous field region (Fig. 9) under large angles α_j . For the following it is convenient to split the sum into a part with ionisation ϵ_0 arriving under the angle α_0 on the field line from the homogeneous part and a second part where the sum is carried out over the M clusters in the inhomogeneous region.

$$\frac{\sigma}{\Lambda_{\text{tot}}} = C_0 \left(\frac{\epsilon_0 \sin \alpha_0}{\sum \epsilon_j} + \frac{\sum_{j=1}^M \epsilon_j \sin \alpha_j}{\sum \epsilon_j} \right)$$

Since $\alpha_0 \approx \alpha_1$ the first part has small fluctuations and will be replaced by its mean value leaving the second part as correction term carrying all fluctuations

$$\frac{\Delta p}{A_{\text{tot}}} = C_0 (\sin \alpha_0 + \overline{\Delta \sin \alpha}).$$

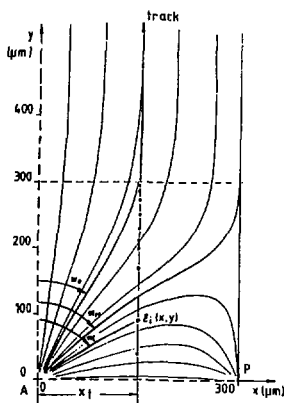


Fig. 9. Geometry in inhomogeneous field region.

clusters under large α_1 as also indicated by the long tail of the distribution. The position errors caused by this effect depend somewhat on the position in the cell and on the chamber thickness $2L$ (Fig. 11). Further optimization of the drift field seems possible. Clearly for thin chambers the influence of the inhomogeneous part increases.

An example of the distribution of $\overline{\Delta \sin \alpha}$ is shown in fig. (10). The mean value of $\overline{\Delta \sin \alpha} = 0.0229$ is rather small compared to $\sin \alpha_0 = 0.284$. On the other hand the fluctuations of this quantity $\sigma(\overline{\Delta \sin \alpha})_{\text{rms}} = 0.0282$ are as large due to occasional large

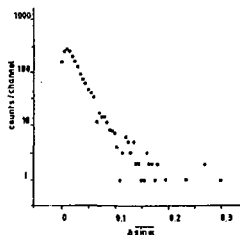


Fig. 10. Distribution of angular shift due to inhomogeneous field region. Iso-butane, $2L = 6$ mm, $n_{c1} = 38$.

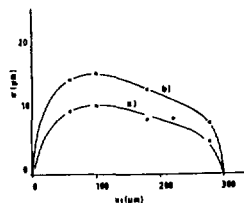


Fig. 11. Position error due to inhomogeneous field zone vs. track position. Solid line: interpolation used for calculation of mean value over cell. a) isobutane, $2L = 6$ mm, b) neopentane, $2L = 4$ mm.

Range of δ -rays

The occasional large energy transfer to an atomic electron in the ionisation process leads to the production of a secondary electron with enough kinetic energy to produce a track of considerable length itself emerging mostly perpendicular to the track of the primary particle. Estimations (see for example /12/) show that at atmospheric pressure in a typical drift chamber (1 cm Ar) a range of $r > 100 \mu\text{m}$ will be exceeded with a probability of 2%. Unfortunately the probability distribution of δ -rays with a given range is decreasing slowly and therefore it is useless to quote a rms deviation since a single large δ -ray may determine the measurement error. Therefore in drift chambers the hits with large deviations from the bestfit are removed introducing a detector dependent cut off /13/).

In the IDC a cutoff can be applied to the single hit by means of a pulse height cut on the anode signal at a value of 3 times the most probable pulse height leaving the chamber with an effective efficiency of $\epsilon \approx 98\%$.

Since the IDC measures the centroid of the charge distribution (see fig.12) for the deviation of the measured coordinate from the track position for a single cluster with energy ϵ_i one obtains:

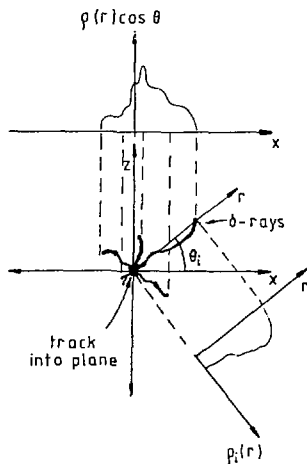


Fig. 12. Projections for charge distribution of clusters and δ -rays (schematically).

$$\alpha x = \frac{\int_0^{r_0(\epsilon_i)} \rho_i(r) r \cos \theta_i dr}{\int_0^{r_0(\epsilon_i)} \rho_i(r) dr} = \frac{\cos \theta_i}{\epsilon_i} \int_0^{r_0(\epsilon_i)} r \rho_i(r) dr,$$

where $\rho_i(r)$ is the ionisation density along r such that $\int_0^{r_0} \rho_i(r) dr = \epsilon_i$.

It was found using the data of another detailed Monte Carlo study ^{14/} that for the energy range considered there ($\epsilon \approx 1$ keV) a simple relation can be graphically derived

$$\frac{1}{\epsilon} \int_0^{R(\epsilon)} \rho p_1(r) dr \approx 0.48 R(\epsilon),$$

where $R(\epsilon)$ is the so-called practical range and is approximated here by $R(\epsilon) \approx \frac{3.55 \cdot 10^2}{\rho} \epsilon^{1.15}$ (cm) for ρ the gas density in mg/cm^3 and ϵ in keV.

For several clusters the mean value is obtained as a weighted sum:

$$\bar{\Delta x} = \frac{\sum_i 0.48 \epsilon_i R(\epsilon_i) \cos \phi_i}{\sum_i \epsilon_i}$$

and after performing an averaging over equally distributed ϕ_i :

$$\bar{\Delta x} = \frac{0.96}{\pi} \frac{\sum_i \epsilon_i \text{SON}(i) R(\epsilon_i)}{\sum_i \epsilon_i},$$

where $\text{SON}(i) = \pm 1$ with equal probability.

For comparison, the error in drift chambers is determined by the electron ionization to the wire $\Delta x \approx \text{Max} \{ R(\epsilon_i) \cdot \cos \phi_i \}$ for ϕ_i pointing in the drift direction and shows no averaging effect and on the contrary is increasing very quickly with an increasing number of clusters. Therefore it can be expected that an IDC is much less sensitive to δ -rays than standard drift chambers.

Fig.13 shows an example of the Δx -distribution generated by the Monte Carlo programme. Without amplitude cuts the strongly non-gaussian tails are visible and determine mostly the rms deviation $\Delta x_{\text{rms}} = 7.9 \mu\text{m}$.

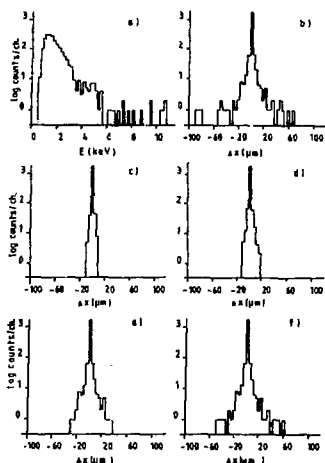


Fig. 13. Monte Carlo results for influence of δ -rays on resolution for neopentane, 4 mm, a) Energy loss distribution, b) error distribution without amplitude cuts, c) - f): amplitude cuts at 2.8, 4.2, 5.6, 8.4 keV.

The events with large deviations disappear after application of the amplitude cuts as indicated in the figure and at three times the most probable pulse height a rms-deviation of $\Delta x_{\text{rms}} = 3 \mu\text{m}$ is obtained. The full width at half maximum is much smaller than a bin width of $6 \mu\text{m}$ and is estimated to be $\Delta x = 3 \mu\text{m}$ FWHM independent of amplitude cuts.

Conclusion

Fig. 14 shows the calculated resolution for the testchamber including the effects of δ -rays, the inhomogeneous part and noise including avalanche fluctuations. The measured points for perpendicular tracks deviate only for tracks at larger distances from the anode probably due to uncorrectable misalignment of the four testchambers.

For a cylindrical vertex chamber in a solenoidal magnetic field the Lorentz angle simulates a track angle which adds to the calculation in fig.14 the effect of the special Landau fluctuations. Therefore the angle θ is determined by the relation $\sin 2\theta = 2\beta v_o \frac{B}{E}$ with $\beta = 1$ (for isobutane) a deflection constant, v_o the drift velocity and with B and E the magnetic and electric field strength. The gas amplification determines $E \approx 4 \text{ keV/cm}$ (for molecular gases) and therefore only the choice of gas mixture can influence v_o which in turn is limited to not too small values (apart from finding the right mixtures) by the maximum tolerable integration time. With this limitation in mind curves for the angular effect as function of 2L are calculated and with two values for the signal integration time of 96ns and 192ns corresponding to one resp. two beam crossings at HERA

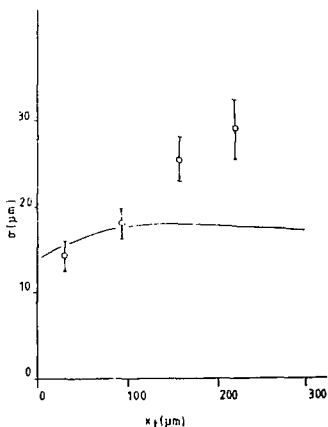


Fig. 14. Measured and calculated position resolution vs. position of track in cell for perpendicular tracks. Isobutane, 6 mm.

compared to the mean value of the inhomogeneous field effect (Fig. 15). Adding these contributions in quadrature defines the optimum thickness of such a chamber.

This analysis also shows that further improvement of the IDC may be possible reducing the angular effect by a tilted electric field or analysing the time structure of the signal (similar as in a TEC) and discarding the first part of it belonging mostly to the inhomogeneous part.

Acknowledgements

Stimulating discussions with H.J. Besch, G.I. Merzon and G. Zech are gratefully acknowledged.

References

1. E. Roderburg, A. Bäcker, H. Krieger, D. Mattern, A.H. Walenta and G. Zech, NIM A 252 (1986) 285.
2. A.H. Walenta, H. Kapitza, M. Krämer, L. Jönsson, E. Roderburg and G. Zech, NIM A 265 (1988) 69.
3. L. Landau, J. Phys. USSR 8 (1944) 201.
4. A.H. Walenta "Review of Physics and Technology of Charged Particle Detectors" Proc. of 1983 SLC Summer Inst. on Part. Phys., SLAC, Stanford, Cal. U.S.A.
5. O. Blunck and S. Leisegang, Z. f. Phys. 128 (1950) 500.
6. R. Talmann, Nucl. Instr. Meth. 159 (1979) 189.
7. V.A. Chechin, L.P. Kotenko, G.I. Merzon and V.C. Yermilova, NIM 98 (1972) 577.
8. K.A. Ispirian, A.T. Margarian and A.H. Zverev, NIM 117 (1974) 125.
9. W.W.M. Allison and J.H. Cobb, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30 (80) 253.
10. F. Lapique and F. Piuz, NIM 175 (80) 297.
11. A.H. Walenta, J. Fischer, H. Okuno and C.L. Wang, NIM 161 (79) 45.
12. F. Sauli, NIM 156 (78) 147.
13. P. Duinker, J.C. Guo, D. Harting, F. Hartjes, L.O. Hertzberger, J. Hoekstra, J. Konijn, G.G.G. Massaro and A.H. Walenta, NIM 201 (1982) 175.
14. M. Terrissol "Methode de Simulation du Transport d'Electrons d'Energies comprises Entre 10 eV et 30 keV", Thesis, Toulouse, 1978.

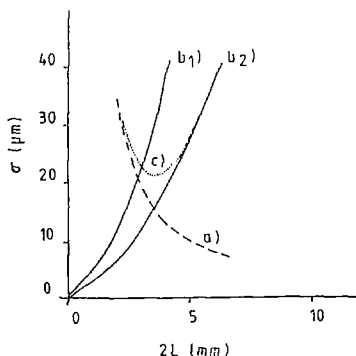


Fig. 15. Position error vs. gap width for neopentane, a) due to inhomogeneous field zone, b) effect of spacial Landau fluctuation and Lorentz force for $B = 18$ kG, b1) $t_{\max} = 96$ ns, b2) $t_{\max} = 192$ ns, c) quadratic sum of a) und b2).

RESEARCH AND DEVELOPMENT ON TIME EXPANSION CHAMBER
Gert M. Viertel
ETH-Zürich, Institut für Hochenergiephysik, 8093 Zürich, Switzerland

Introduction

The Time Expansion principle was proposed by A.H. Walenta ^{/1/} to improve the resolution of existing drift chambers to its ultimate limit. The basic ingredients are:

- a lower drift velocity than normally used (about 5 $\mu\text{m}/\text{ns}$ over the full drift length).
- replacement of the standard "leading edge" measurement by a center of gravity method, where the whole signal is used to extract a more accurate time information.

To realize this concept, a list of conditions is put on such a detector:

- A low field drift region has to be separated from a high field amplification region
- A low diffusion ("cool") gas as the optimum choice
- Pulse shaping to cancel the ion tail
- Read out by a flash ADC system to record the full pulse form

For the "L3" LEP detector a Time Expansion Chamber (TEC) ^{/2/} as tracking device was proposed not only for the most obvious reason to have a high resolution tracking device, but to cope with the physics' goals such as:

- to measure momentum and charge of particles with momentum up to 50 GeV/c,
- support to e-II separation,
- vertex reconstruction,

in a very restricted volume around the interaction point ($R = 50 \text{ cm}$, $Z = \pm 50 \text{ cm}$).

In the following, I summarize the studies on wire geometry, gas related problems, read out and chamber performance. For aspects not discussed or incomplete, the reader is referred to several publications ^{/3/}.

Wire geometry

In fig. 1 the basic structure of a TEC is given: A small amplification gap containing the sense wires, interleaved by potential ("focus") wires is separated by planes of grid wires from a left and right drift region. The potential on the focus wires allows, within the limit of a given wire layout, a fine tuning of the sampled track length seen by an anode (acceptance). As an example, pulse heights obtained in a prototype with an Fe^{55} source for different settings of anode and focus voltages are shown in fig. 2, also indicated are lines of constant acceptance.

Based on tests of a variety of wire configurations ^{13/}, the geometrical design was fixed as given in fig 8 (Insert C), guided by the resolution obtained, as well as operational safety and flexibility aspects

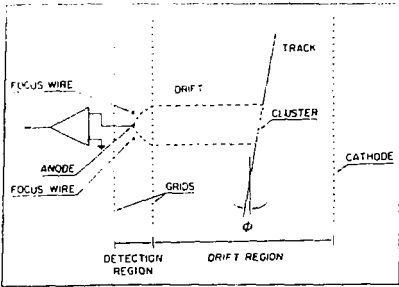


Fig. 1. Layout of a Time Expansion Chamber.

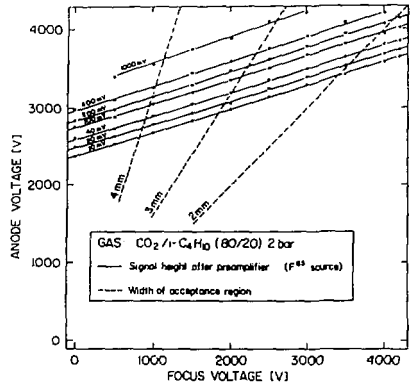


Fig. 2. Pulse heights from a Fe⁵⁵ source measured as a function of anode and focus voltage settings, also indicated are lines of constant acceptance.

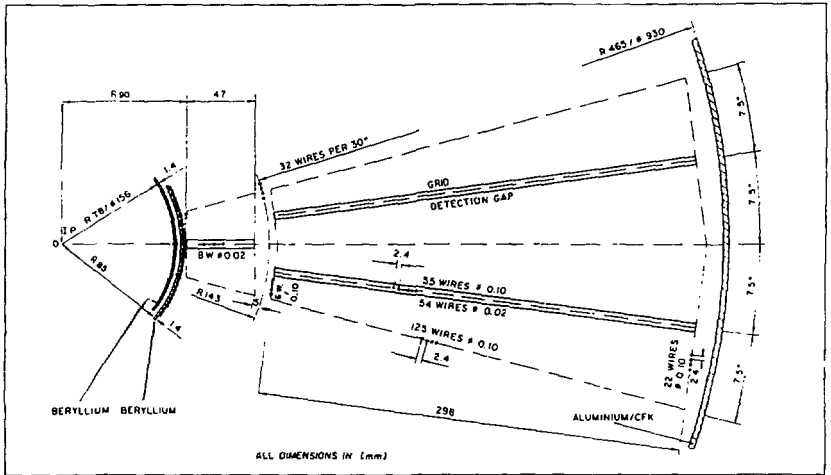


Fig. 3. Schematic of the L3-TFC layout.

A schematic of the L3 TEC can be found in fig 3 , which shows the cell structure. The cylindrical chamber has an inner diameter of 170 mm, to provide space for a separate beam pipe and an outer diameter of 930 mm with a sensitive wire length of about 800 mm. The chamber is subdivided in an outer ring with 24 segments and an inner ring with 12 segments. The two rings are rotated by 7.5° with respect to each other to solve right-left ambiguities. Each of the detection gaps in the inner ring has 8 sense wires for precise R- Φ measurements. Detection gaps in the outer ring have a total of 54 anodes each, 10 of which are foreseen to allow in addition for charge division read out to measure the coordinate along the beam direction. At the position of 14 selected anodes in each outer gap, the charges induced on several grid wires on either side of the anodes are read out, to support the right-left ambiguity by looking at the charge asymmetry ^{14/}.

Supported by the outer shell of the TEC, a cylindrical chamber ^{15/} is foreseen, to meet the 2 mm space point resolution required on the entry point of the particle tracks at the surface of the electromagnetic calorimeter.

Gas

The gas chosen is a mixture of CO₂ (80%) and isobutane (20%) at 2 bar absolute, based on a list of arguments:

- Linear dependence of the drift velocity on the E-field ^{16/} (fig.4).
- Single electron diffusion near the Boltzmann limit ^{16/} (fig.4).
- Extremely small Lorentz angle: 2° at B = 5kG ^{17/}.
- High quenching capability.
- Levels of purity from oxygen and water in the order of one ppm or lower can be obtained.
- A low temperature coefficient of the drift velocity : 0.3 % / ° Celsius ^{18/} (fig.5).

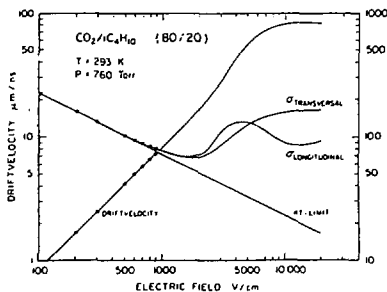


Fig.4. Drift velocity and diffusion as a function of the electric field.

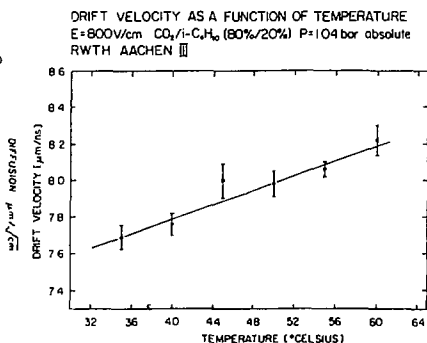


Fig.5. Measurement of drift velocity dependence on the temperature.

An increasing number of recent reports ¹⁹⁾ on the ageing of chambers, operated with high content of hydrocarbons in the gas mixture, lead us to increase the efforts on gas studies:

A : Different groups report that an admixture of alcohol and/or water can avoid the danger of ageing ¹⁹⁾. To do so, one has to face extreme technical difficulties to stabilize the content of the added vapour in the mixture, since the drift velocity is highly affected (fig.6).

B : The reduction of the isobutane content in the CO₂ mixture or its replacement by 10% of ethane ¹¹⁰⁾ (fig.7) and other gases, resulted in a worsening of the resolution.

C : Other cool gases like dimethylether were considered, but so far the use of this gas is restricted to drift chambers with a maximum drift length of a few millimeters, until it can be purified to overcome the problem of electron attachment ¹¹¹⁾

The final decision on the gas mixture will determine the choice between an "open" and a "closed loop" gas system. Both systems had been tested and fulfil the requirements for a stable TEC operation

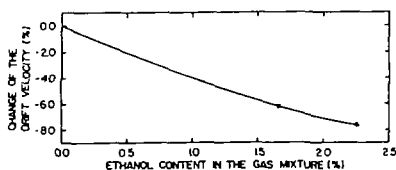


Fig.6. Change of drift velocity as a function of ethanol admixture to a CO₂-iC₄H₁₀ gas mixture.

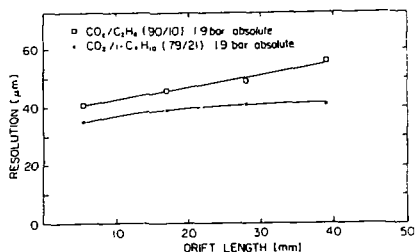


Fig.7. Comparison of resolution measured in two different gas mixtures.

Read out

The performance of the preamplifiers considered (MSD 2 ¹¹²⁾, IO 354 ¹¹³⁾, MB 43468 ¹¹⁴⁾) did not show any significant differences, so that the final choice will be taken on arguments like power consumption, cost and size. In the following ¹¹⁵⁾table the main features of the three preamplifiers are summarized

	MSD 2	IO 354	MB 43468
Gain (mV/pC)	115	100	100
Input impedance (Ω)	160	90	120
Rise time (ns)	12	15	13
Fall time (ns)	80	135	130
Power (V)	+ 4.5/-1.5	+ 6.0/-12.0	+ 6.0
Power dissipation (mW)	25	30	35
Size/channel (mm ²)	160	180	25

The signals from the preamplifiers are sent via 30 m long cables to the shaping amplifiers, finally via 50m cables to a system of FADC's, followed by data reduction processors

The shaper amplifier used is a modified version of the type proposed by the same authors, who developed the IO 354 preamplifiers. This shaper replaces a previous version ^{116/}, because of its higher gain and adjustability

The digital read out system was developed by Aachen III ^{117/} for the particular requirements of the TEC. Each shaping amplifier output is sent to a fast flash ADC (6 bit TRW TDC 1029-J7C) with 100 MHz clock rate and an ECL memory (1k by 1 bit Hitachi HM 2112-1). The analog information (full scale range : 1 V) is digitized during a time of about 10 μ s, corresponding to the maximum drift time of the TEC. Optionally the transfer function may be changed by jumpers to a nonlinear response. Being assembled on one VME board, two FADC channels are connected to one data reduction processor (DRP), which reduces the amount of data to be finally recorded. The DRP is built around a TMS 99105 chip with a 24 MHz clock rate and has a 16 kword RAM for program and multi event buffering capability. For a typical TEC event, the computation time is less than 5 ms. Well optimized the DRP can reduce the amount of data transferred by as much as a factor of 20. The digital read out system is able to accept a primary trigger rate of 50 kHz and an event rate of 5 Hz. The dead time after a valid trigger does not exceed 500 μ s. The whole system of more than 2000 channels to be read out is housed in 60 VME crates only, grouped in chains of 15.

Chamber Performance

The most important design goal is the precise measurement of the R- Φ coordinate, where an average resolution of 50 μ m was aimed at. Since this goal was reached (fig. 8), much effort has been put on understanding the variation of the resolution with various parameters:

- For the length of the sampled track, an acceptance of about 3 mm was found to be the best compromise between the arrival time distribution (which should be small) and the number (which should be large) of primary electrons seen by the anode (fig. 9).

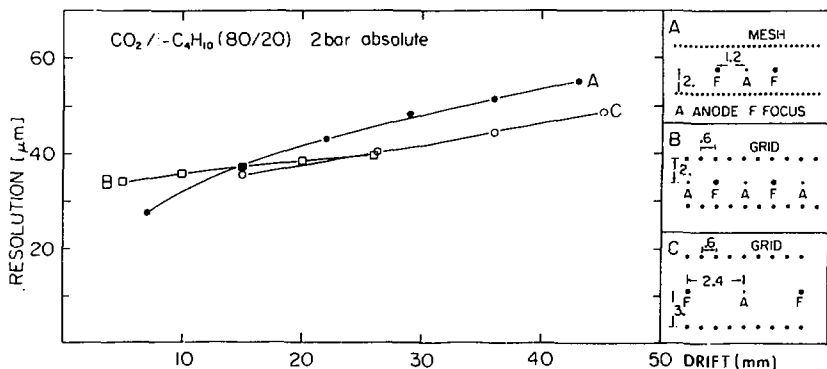


Fig. 8. Resolution obtained from test beams with different TEC wire configurations (Inserts A, B and C. all dimensions in mm).

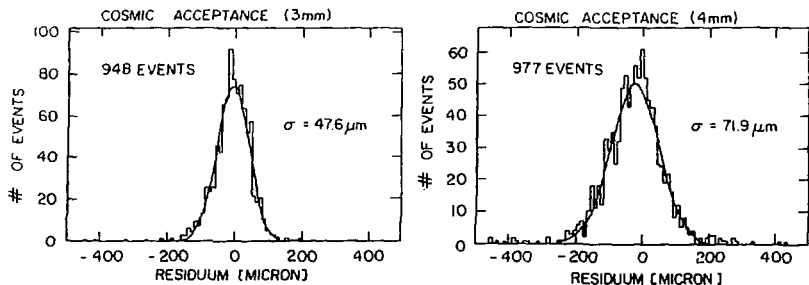


Fig. 9. Impact of the length of the particle track segment (4mm and 3mm) seen by an anode on the resolution (Cosmic Ray test: mean Φ angle 5° , all drift lengths up to 5 cm).

- The effect on the resolution by changes in the azimuthal or polar angles, different from $\Theta = 90^\circ$ or $\Phi = 0^\circ$ respectively, is shown in fig. 10. In both cases the number of primary electrons, seen by the anode, increases, but for increasing polar angles the resolution degrades due to saturation effects, whereas the azimuthal effect relies on the spread of the amplification region along the wire. For the L3-TEC the change in the resolution due to non zero Φ -angles is rather limited, because the average angle is below 4° .

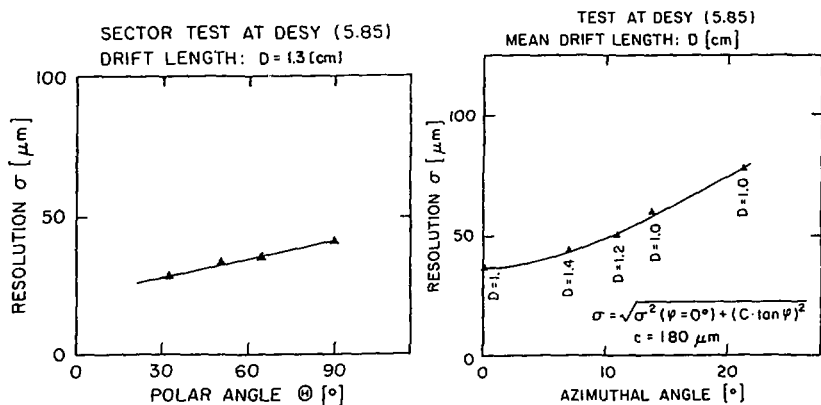


Fig. 10. Impact of changes in the azimuthal or polar angles on the resolution.

- From the range of possible drift velocities for the given geometry of the L3-TEC and the beam crossing time for the LEP II operation (about $11 \mu\text{s}$), a drift velocity of about $6 \mu\text{m/ns}$ is favoured (fig. 11).

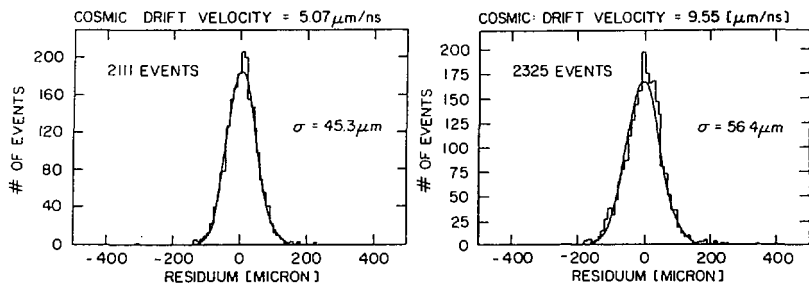


Fig. 11. Impact of higher and lower drift velocities on the resolution. (Cosmic Ray test: mean Φ angle 5° , all drift lengths up to 5 cm).

- From numerous tests, the tuning of the shaping amplifier for symmetric output and an isobutane content in the CO_2 gas mixture of about 15% to 20% at 2 bar absolute were found to make the most significant increases in precision.

Because the the TEC is surrounded by a high precision z-coordinate detector, a different philosophy is used for the resolution along the beam direction. A resolution of about 2 cm from the charge division read out wires is accepted, whereas more emphasis has been put on trying to achieve the same R- Φ resolution as for the other wires.

The right-left ambiguity is solved for the demands of pattern recognition to a large extent by the geometrical layout of the chamber, but not for a fast first level trigger. A solution had to be found, which does not disturb the high level of field symmetry required for optimal TEC operation. Therefore groups of grid wires on either side of anodes are read out. By looking at the asymmetry of charges induced, the ambiguity is solved. In fig. 12 the results from a beam test $1/4$ in one of the two half segments at a time is shown.

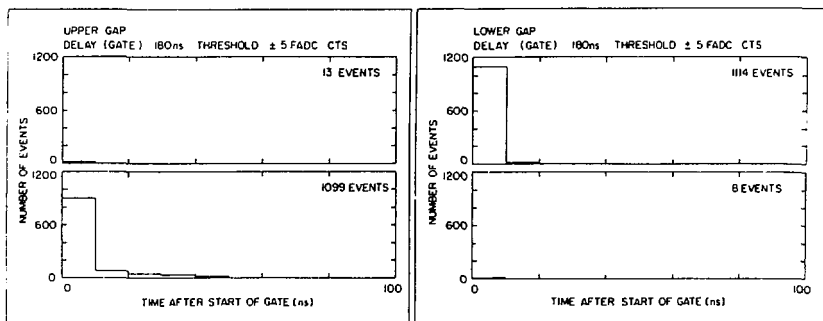


Fig. 12. Right-left assignment of events in the upper and lower gap by a search with a threshold in a 100 ns gate in the difference amplifier information (Difference between induced charges on grid wires either side of the anode).

Because of the restricted radial extension of the TEC, the two track resolution is a very important issue. The resolution, which can be achieved, was studied by superimposing single hits from test beam events /18/. In fig. 13 the efficiency is shown for finding separated hits as a function of the distance from each other.

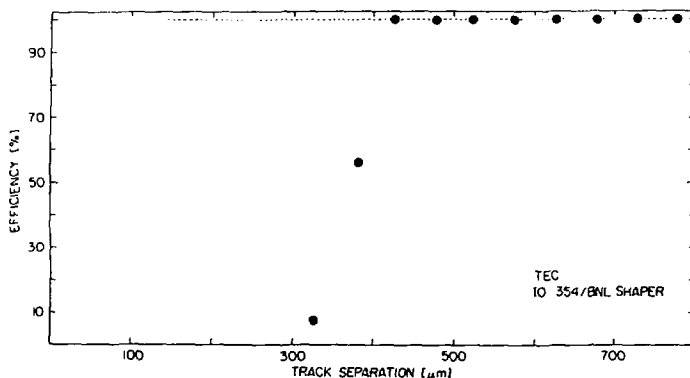


Fig.13. Efficiency of finding two hits as a function of the hit separation.

Conclusions

Operational experience with Time Expansion Chambers during the last five years has proven that this new kind of device will play its role within the family of drift chambers. Similar layouts are under construction not only for the "L3" experiment. To exploit the excellent performance of this kind of detector, an adequate effort has to go into the monitoring and stabilization of operational conditions, such as high voltage, pressure, gas mixture, mechanics and temperature.

The various contributions of published and unpublished results by my colleagues at Aachen III, AdW Berlin-Zeuthen, University of Geneva and ETH-Zurich are acknowledged.

References

- /1/ H. Walenta, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-26, 1(1979)73
- /2/ "L3" Technical Proposal (1983) CERN, LEPC 83-5
- /3/ A. Commichau et al., Nucl. Instr. and Meth. A235(1985)267
H. Anderhub et al., Nucl. Instr. and Meth. A252 (1986) 357
H. Anderhub et al., Proc. of the 3rd Pisa Meeting on Advanced Detectors, Castiglione della Pescaia, Italy, June 2-7, 1986

- H. Anderhub et al., Proc. of the International Conference on Advances in Experimental Methods for Colliding Beam Physics, March 9-13, 1987, SLAC, Stanford, Ca, USA
- /4/ I. Dimitrović, Diploma work, ETH-Zürich (1987)
- /5/ K. Deiters et al., AdW Berlin-Zeuthen, Contribution to this conference
- /6/ J. Fehlmann, ETH-Zürich, thesis in preparation
P. Binet, Diploma work, ETH-Zürich (1984)
- /7/ U. Becker et al., Nucl. Instr. Meth. 214 (1983) 525
- /8/ G. Schultz, Thesis, Strasbourg, CRN/HE 76-15 (1976)
- /9/ Proc. of the Workshop on Radiation Damage to Wire Chambers, LBL-21170, UC-340 (1986)
- /10/ C. Y. Prescott, SLAC, private communication
- /11/ F. Villa, SLAC-PUB-3037 (1983)
J. Va'vra, SLAC-PUB-3045 (1983)
R. Bouclier et al., CERN-EP/87-14
A.R. Clark et al., LBL-23519 (1987)
- /12/ P. Jarron et al., Nucl. Instr. and Meth. 226 (1984) 156
- /13/ J. Fischer et al., Nucl. Instr. and Meth. 238 (1985) 249
- /14/ F. Suekane et al., IEEE NS-33, 1 (1986) 73
- /15/ H.P. von Gunten et al., Minutes of the L3 Vertex Chamber Subgroup Meeting, Internal Report (1987)
- /16/ J. A. Paradiso, Internal Report, ETH-Zurich (1983)
E. Roderburg, Internal Report, GHS Siegen (1985)
- /17/ V. Commichau, Internal Report, FADC V2C (1984)
Bessel et al., Internal Report, RWTH Aachen III (1986)
- /18/ M. Dhina et al., Internal Report, ETH Zurich (1987)

THE Z-DETECTOR OF THE L3-EXPERIMENT

K. Deiters

Institut fuer Hochenergiephysik, AdW DDR, Berlin-Zeuthen, DDR

1. Introduction

The L3 vertex detector will consist of two parts. The inner one will be the Time Expansion Chamber (TEC) ¹⁾ which is designed to measure the x,y coordinates (rectangular to the beam axis) with the very high precision of about 50 μm . However its resolution in beam direction (z-coordinate), which is measured by charge division, is of the order of 3cm. An additional Z-detector will supplement the excellent x,y-resolution device by a precise ($\ll 5$ mm) measurement of the z-coordinate (in beam direction) at the entrance of the particles into the Electromagnetic Calorimeter (BGO).

2. Chamber construction

The Z-detector will consist of two concentric cylindrical proportional chambers with cathode readout. It will have an outer radius of 490mm and an inner one of 469mm, a thickness of 21mm and an effective length of about 800mm. The two cylindrical chambers will have four active cathode planes. The outermost plane will have strips perpendicular to the beam direction (90°), the strips on the other three planes will have an angle with respect to the chamber axis of 23.6° , 15.5° and -16.7° . The aluminized strips on the surface of a kapton foil have 4.442mm pitch. The cylinder shells will be built as light sandwiches of kapton foil and Polyurethane (PUR) foam as filling material. Fig.1 shows a cross section of the three cylinders. The sandwich structures of the two innermost cylinders are supported by a layer of 100 μm thick glass fibre reinforced epoxy, because they have to carry the wire holdings. Inside the foam of the outermost cylinder the signals of the cathode strips perpendicular to the chamber axis are feed out. The wire holdings are glass fibre reinforced epoxy rings. The 20 μm diameter goldplated tungsten wires are crimped in the feedthroughs and soldered. The feedthroughs are goldplated copper pins. The wire will be precisely positioned in the pin by a watch jewel with a bore of 80 μm .

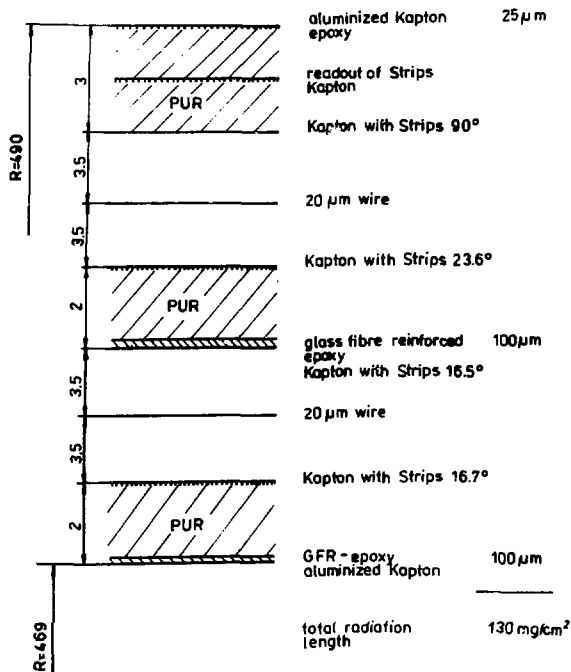


Fig.1. Cut through the sandwich structures of the three cylinders.

The anode wire spacing is 2.588mm (inner chamber) and 2.637mm (outer chamber) leading to 1152 wires in both chambers. The anode-to-cathode gap is 3.5mm. The signals from the cathode strips (860 signals) are read out on one side of the cylinder, the high voltage will be supplied to the other side. An Ar/CO₂ (80/20) gas mixture is used as chamber gas.

3. Electronics

The signals from the cathode strips will be read out by low noise, low power, current sensitive preamplifiers constructed as thick film hybrid circuits containing four channels each. The output signals are sent via 37m long coaxial cables to amplifier/line-drivers. Their output signals are fed via 35m

long twisted-pair cables to the inputs of charge-to-time converters (QTC). Fig.2 summarizes all parameters of the analog electronics. The QTC are 16-fold charge sensitive integrating analog-to-digital converters with a resolution of 8-bit and a conversion time of 50µsec housed in a single width VME module. Each VME-crate is controlled by a crate master (CM) based on a MOTOROLA 68000 processor. Each CM contains a special board (QMC) which distributes the control signals for the QTC modules (gate, clear, clock) via the J2/P2 bus of the VME backplane. For program downloading and communications the CM is connected via a communication port (CP) to a host computer.

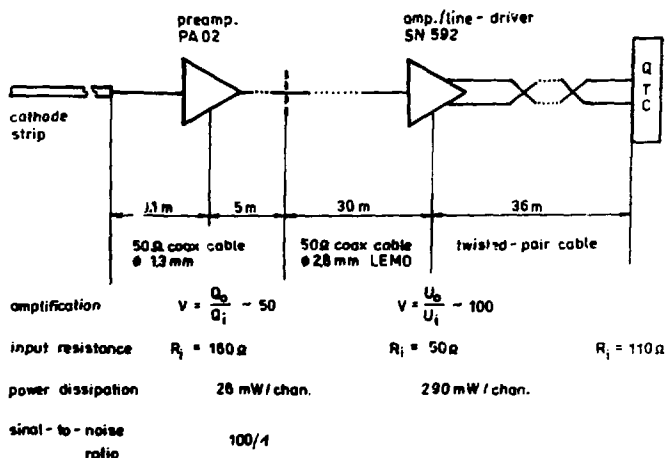


Fig.2. Flow chart and parameters of the analog electronics.

4. Prototype tests

To study the construction and performance of a cylindrical chamber with cathode readout a prototype with 246mm outer diameter and a length of 828mm was built and tested. The test was carried out in October 86 at the SPB at CERN. Fig.3 shows the layout of the two cathode planes. The strips on the outer plane

have an angle of 90° and 41.5° , respectively, compared with the chamber axis. The pitch A of the cathode strips is 4.442mm . On both ends of the cylinder two Stesalit rings are fixed holding the 300 field wires. The anode wire spacing is 2.5mm . The gap D between anode and cathode is 3mm . The cathode strips are glued with conductive glue onto printed board rings on which signal cables are soldered. In total about 200 strips were connectable to the readout electronics. The chamber was operated at 1.95kV on the anode wires with Ar/CO_2 (80/20) as chamber gas. The cathode strips were at ground potential. In the test beam two pairs of microstrip detectors (MSD) with active areas of $12 \times 50\text{mm}^2$ (with a pitch of $100\mu\text{m}$) were used to define the horizontal and vertical position and direction of the incoming particle.

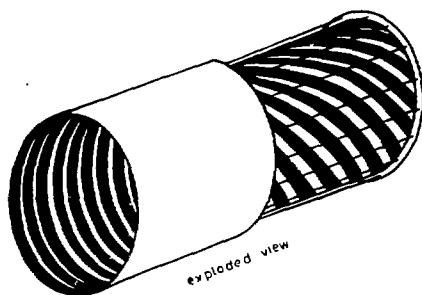
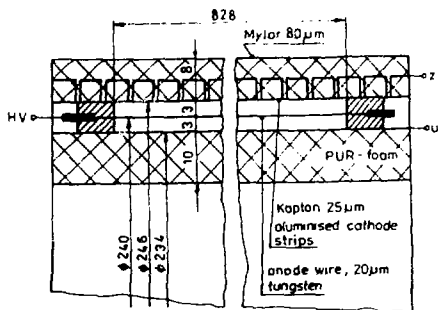


Fig.3. Layout of the two cathode planes of the test chamber,

5. Analysis of test data

The avalanche produced by charge amplification induces a mirror charge on both cathodes. The cathode strips cut out slices of finite width from the two dimensional charge distribution. From the measured charges pedestals are subtracted, differences in

amplification of the individual analog channels and cross talk are corrected. To derive the particle coordinate from the corrected data we try to find clusters using the center-of-gravity method. Cuts were applied on the cluster width to isolate single track hits. In the case of well separated hits the exact hit coordinate is derived from the charge ratios of 3 adjacent strips, having the charges Q_{i-1}, Q_i, Q_{i+1} ($Q_{i-1} < Q_i, Q_{i+1} < Q_i$). The experimental ratio

$$R_{ex} = (Q_i - Q_{i-1}) / ((Q_i - Q_{i+1}))$$

is computed and compared to the theoretical value

$$R_{th} = f(Z, A, D, \theta)$$

calculated using a model for the shape of the charge distribution. The used model, proposed by Endo et al. [2], depends on the chamber design parameters A (pitch of the strips) and D (anode to cathode gap), the particle coordinate Z, and the angle θ between the track direction and the normal to the chamber surface. As a measure for the comparison of the model with the data the expression

$$d = \sqrt{(R_{ex}^2 + R_{th}^2)}_{ex} - \sqrt{(R_{ex}^2 - R_{th}^2)}_{th}$$

was used which is the distance between the experimental point and the theoretical point in the (R_{ex}, R_{th}) -plane.

$$R_{ex} = 1 - Q_{i-1}/Q_i \quad R_{th} = 1 - Q_{i-1}/Q_i$$

The distribution of d should be centered at zero. This is not the case if the nominal value of D is used. Instead a value of $D_{eff} = 0.87 * D$ was found. D_{eff} characterizes the RMS width of the theoretical charge distribution. The data show that the experimental width is indeed less than D. For inclined tracks D_{eff} has to be increased. For an inclination angle of 45° we found $D_{eff} = 1.19 * D$ [2]. The charge ratio method has the advantage that the coordinate calculation does not depend on common base line shifts.

6. Results

The chamber efficiency was estimated to be >99% asking for tracks with hits in all four MSD planes. The coordinate resolution for single tracks is defined as the width of the distribution of the difference from the measured coordinate Z_{meas} and

predicted coordinate Z_{MSP} . Increasing the inclination angle of the tracks from 9 to 45° worsens the resolution of the Z-plane (90°-strips) from about 200 μ m to 740 μ m. We get a resolution over the full angular range of about 300 μ m (Fig.4). We find a double track resolution at hit-to-hit distance greater than 7mm with an efficiency greater than 90% and sufficient reconstruction accuracy (Fig.5). The resolution of the U-plane (41.5°-strips) for tracks with $\theta=9^\circ$ is 470 μ m which comes mainly from the anode wire spacing of 2.5mm taking into account the angle of 41.5° of the strips with respect to the chamber axis.

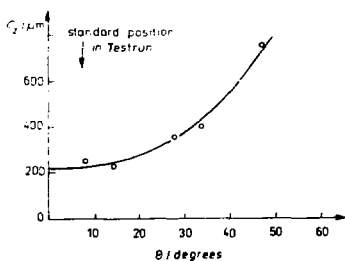


Fig.4. Dependence of the resolution on the inclination angle.

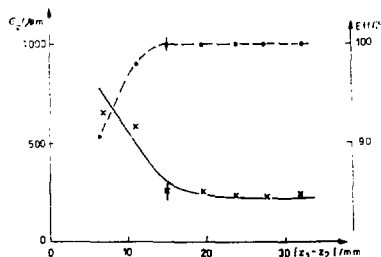


Fig.5. Efficiency and double track resolution.

References

- /1/ H. Anderhub et al., NIM A525 (86) 357
- /2/ Endo et al., NIM 188(81) 51
- /3/ K. Dauters et al., CERN L3#490/87

OUTER Z DRIFT CHAMBER FOR THE H1-DETECTOR AT HERA

P. Kostka

IFH der AdW der DDR, Berlin-Zeuthen, DDR

1. Introduction

Fig. 1 shows a schematic view of the H1-tracking system which consists of three mechanically independent components: I) the forward tracking detector (FTD), II) the central tracking detector (CTD), III) the backward multiwire proportional chamber (BPC), which is mechanically connected to the backward calorimeter.

The tracking detectors are located within the cryostat of the liquid Argon calorimeter [1]. The cryostat itself is located inside a superconducting coil which produces a homogeneous field of 1.2 Tesla parallel to the beam direction inside the tracking region. In the central region the functions of precisely measuring r, ϕ, z , and of fast triggering are separated. The central jet chambers (CJC) measure accurately $r\phi$ coordinates and determine z by charge division. An accurate measurement of the z coordinate is obtained from the two z drift chambers at the inner radius of CJC1 (CIZ) and between the two jet chambers (COZ). Two cylindrical Multiwire Proportional Chambers, attached to the z drift chambers provide a fast ray trigger and a fast reconstruction of the event vertex. The z drift chambers (COZ and CIZ) developed at Zeuthen and Zürich University [1] follow the principles of the JADE z chamber built a few years ago [2].

This report describes the current status of the development of the outer z drift chamber COZ which aims at about $350 \mu\text{m}$ single and 3 mm double track resolution. The COZ has 4 layers of sense wires which are strung at 46 cm radius in a 24 fold polygon around a thin CFRP (Carbon Fibre Reinforced Plastic) cylinder. Minimisation of dead space led to distributing the readout regions around ϕ (fig. 2). Locating all R's, C's and preamplifiers at the end flanges outside the gas volume implies a transmission of the wire signals to the preamps by suitably adapted strip lines. The cathodes (4.8 cm from the wire plane apart) are plane Cu/G10 sandwiches.

Sect. 2 describes the design and test results with a planar prototype chamber. In sect. 3 a description is given of the mechanical and electric features of the COZ chamber which are to be investigated with a cylindrical prototype chamber presently under construction [3].

2. Planar Prototype-Design and Test Results

2.1. Mechanics, HV Supply and Readout

The idea to build a 3×3 array of drift cells has been to investigate the physics performance of drift cells of the COZ type and to study details of construction and readout. The drift cell of this first prototype (P1) is of the COZ dimensions already, i.e. about 5 cm drift length from two sides of the wire plane, 4 sense wires with 3 potential wires in between and field shaping C's strips.

In fig. 3 is indicated the general layout of the chamber, the wire feedthroughs and the wire arrangement within the cells, resp.. Further details of the construction of P1 are given

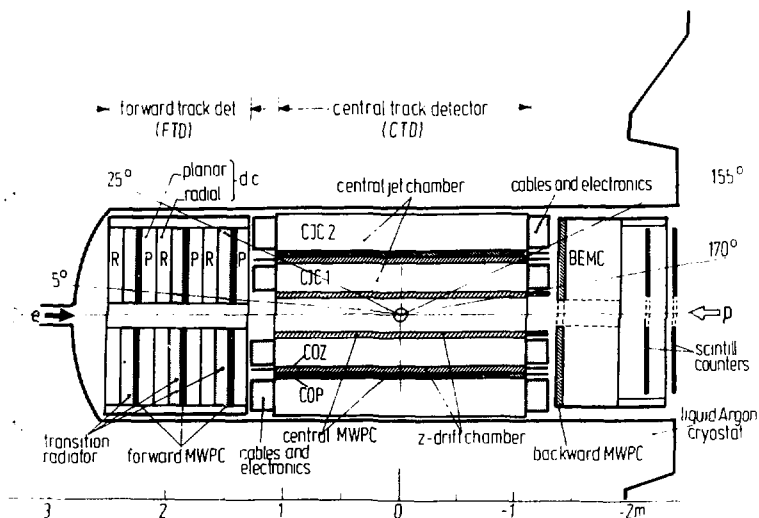


Figure 1. Schematic View of H1-Tracking System .

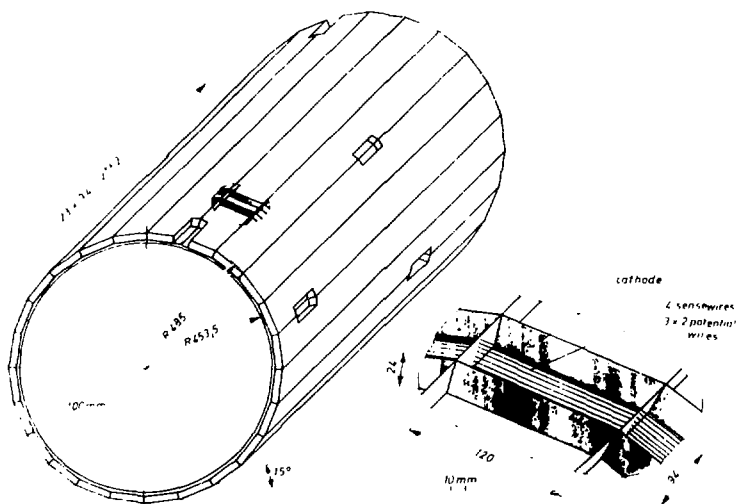


Figure 2. H1 Outer Chamber .

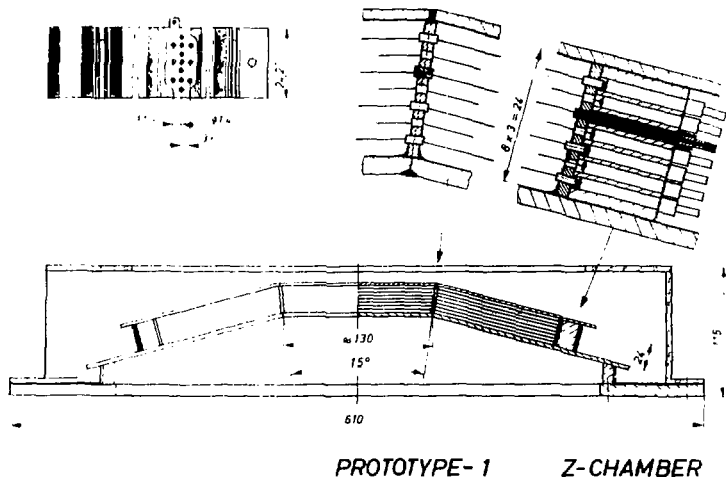


Figure 3. Prototype P1 Chamber, Drawing of Support Rods .

in tab. 1 and in [4]. Three HV supplies are common to the 9 drift cells of P1 driving the cathodes/field shaping strips, the central strips and the potential wires, resp. The supply currents are measured. The sense wires are grounded, i.e. the HV supplies of negative polarity only. The cathode voltage is divided equidistantly by a resistor chain ($9 \times 2.2 M\Omega$) and then distributed to the strips of the bottom and cover field shaping foils. To separate the drift volume from the gas amplification area the central to first strip voltage gap is fixed independently of the field gradient. Therefore a fourth voltage pin is brought out. The sense wires are read out by CELLO preamplifiers located outside the gas volume via 15 cm shielded cable [6]. The amplified signal is transmitted by 30 m long twisted pair cables to an ADC with 4 channels of $2.56 \mu s$ memory. The ADC output is read by a computer via CAMAC. A program was written which allows to calculate the field configuration and isochrones for a given drift cell geometry and HV configuration [6]. These calculations are described in detail in [3] and [4]. The data presented were taken with an Argon-Methan mixture (80/20) and voltages of $-3 kV$ at the cathode, $-1.60 kV$ at the potential wires and $-1.55 kV$ at the central C_0 strip. The field gradient has been $-300 V/cm$ and the ratio $Q_{grid}/Q_{rms} = -0.33$. With these voltages the pulse heights for cosmic triggers have been optimum. Measurements were also performed with different radioactive sources.

The chamber has been flushed with an open gas system described in [4] consisting of 2 flux meters and a bubbler ensuring a slight overpressure (0.5 mbar) against atmosphere. A coincidence of two scintillator paddles readout on both sides provided a rather efficient cosmic trigger. The ADC was used in common start mode. The synchronisation of the data readout has been realised by a blocking circuit [7].

Table 1. Construction Details of Prototype P1.

Parameter List Prototype P1

bottom plates	4mm Cevausit (GFRP)
divider foil	0.12 mm Kapton foil with double sided $35\mu\text{m}$ Cu/Cu strips (5 mm pitch: outer 3 mm Cu, 2 mm spacing; inner 4 mm/1 mm)
cathodes	sandwich of 1 mm Rohacell with $15\mu\text{m}$ aluminized Mylar
support rods	2mm Cevausit rods with Cu strips (fig. 3) soldered to the divider foil
cover plates	3 mm Cevausit with divider foil
signal wires	$20\mu\text{m}$ W gold plated, crimped
potential wires	$130\mu\text{m}$ Cu/Be gold plated, crimped
drift cell	$24 \times 49 \text{ mm}^2$, 3×3 cells
wire length	$3 \times 13 \text{ cm}$

2.2. Off-line Analysis Procedure and Analysis Results

The peak finding and analysis procedure is described in [3]. The peak positions were defined as the center of gravities (COG) of the differentiated pulses (DCOG peak finder). From the cumulative function of peak positions versus drift time we derive a measurement of the drift velocity in Ar/CH_4 (80/20) of $v_{\text{Drift}} = (58 \pm 7) \mu\text{m ns}^{-1}$ at $E = 310 \text{ V atm}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ which is in agreement with other measurements ([8], [3]).

We have divided the drift space in 5 bins (0., 0.5, 1., 2., 3., 5. cm) and calculated the resolutions using the DCOG peak finder. The results of these measurements are summarized in fig. 4 showing the resolution versus drift distance. At 1 cm we have measured $390 \mu\text{m}$ which is very close to the design goal.

The resolution should be improved both with an enlarged range ADC and a more stable working point at higher fields (0.6 to 1 kV cm^{-1}). The two-track resolution is being investigated. Presently the pulses have a FWHM of 50 ns or 3 mm which should be reduced in order to meet the design goal of 3 mm double-track resolution which for the effect of the chamber on the central-detector performance will be even more critical than the particular value of the single-track resolution. These questions are being investigated with a GEANT3-LUND Monte-Carlo.

We finally mention the imperfection in statistics and systematics of working with cosmics only. More elaborate tests with the prototype chambers at test beams are foreseen starting in October this year at SIN (Zürich).

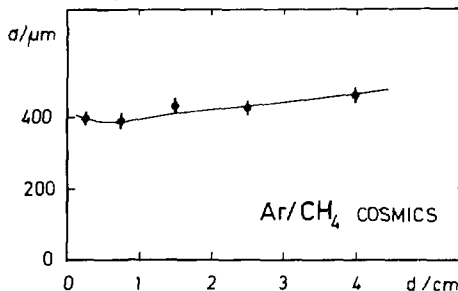


Figure 4. Measured Resolution vs. Drift distance.

3. COZ-Design Features

3.1. Mechanics

A cylindrical prototype chamber is built with 3 out of 23 rings in order to test the mechanics of the COZ and details of the HV supply and readout. Compared to the chamber P1 it has i) pairs of potential wires instead of 3 in order to utilize the advantages of a grid-type arrangement and to relax the requirements on the HV insulation of feedthroughs on the support rods; ii) the circumference of the COZ which should allow to perform meaningful tests of charge division; iii) a strip line between the wire ends and the preamplifiers in order to be able to locate the preamps outside the gas volume.

The prototype chamber (P3) is built on a polygon which is made of Rohacell layers glued with epoxy. Two out of the three rings of drift cells will have a sense wire staggering of $\pm 150 \mu\text{m}$ which may even become larger for the COZ. The sense wires are $30 \mu\text{m}$ diameter *W/Rh*. The potential wires will be $127 \mu\text{m}$ diameter *Cu/Be* gold plated. The wire ends are crimped in tubes. We have made crimping tests with a crimp tool fabricated according to CERN specifications. The sense wires will be strung with 140 p. The potential wire crimping will be performed with 500 p. Note that the short effective wire length of 12 cm in the cells makes the wire tension to be a non-critical parameter.

3.2. HV Supply and Readout

Contrary to P1 we feed the COZ (and P3) with both positive and negative high voltages thereby keeping the potential wires at ground. This implies AC-coupling of the sense wires to the preamplifiers. Again, four HV taps per drift cell (chamber ring) are foreseen which, for P3, will be fed by 4 supplies common to all 3 rings. The chamber geometry suggests HV supply and signal readout to be wired from the end flanges into the depth (in *s*) of the chamber. Fig. 2 illustrates the distribution of the feeding slots around the circumference and along *s*. Clockwise subsequent slots will be accessed from alternate endflanges in order to minimise the line length.

The transmission of signals and HV along *s* is done by flat twin lines. We have fabricated prototype lines in order to get experience with them. The calculated impedance of about 200Ω has been verified by measurements for a signal-ground-signal line arrangement of 4 mm pitch and $500 \mu\text{m}$ *Cu* strip width. With P1 we have transmitted pulses via a stripline from the chamber to the ADC. Yet noise and impedance adjustment require more investigation in order to be able to safely rely on this technique. To improve reliability and redundancy of the HV supply every cathode, every wire and strip are fed on both ends. For the same reason the HV divider chain will be doubled. All electric components (feeding resistors and decoupling capacitors for the sense wires, the divider resistor chain with blocking capacitors etc.) are located outside the chamber gas volume. Special adapter cards were designed and tested which carry the preamplifiers^[3]. Preamps with true differential input will be used^[3]. To reject common mode interferences on the transmission lines prior to the preamplifiers all circuitry is laid out such that there is only one ground connection between the HV feeding and the readout branch: next to the very end of the sense wires in the access slot.

3.3. COZ Parameters and Monitoring

Tab. 2 summarises the parameters of the chamber which will be a 2.4 m long cylindrical arrangement (about 92 cm diameter) of 23 rings \times 24 cells = 552 driftcells of 10 cm drift length (2×5) and 12 cm wire length between the supporting rods. The materials used add up to about 1.3% radiation length at 90° scattering angle. The number of electronic channels is $2 \times 4 \text{ wires} \times 23 \text{ rings} = 184$.

Table 2. COZ Parameter Summary.

Parameter List COZ	Status 6.9.1987
occupied dimensions	[mm]
z_+	1270
z_-	-1320
$(z_+ - z_-)$	2590
length between outsides of endflanges	2230
sensitive length	2162.0
inner free radius — (\equiv outer radius of CFRP)	455.0
outer free radius	490.5
drift cell	[mm]
wire length	120.0
drift length	46.5
inner free height	24.0
number of wires	4 sense and 6 potential (3x2)
total number of cells	552 (23 rings x 24 cells)
materials	thickness (mm)
ROHACELL polygon	1.5 ... 5.5
rods — (PC board: CEVAUSIT + C_u strips)	1.5 + (2 x 0.035)
HT divider foil — (KAPTON + C_u single sided)	0.06 + 0.018
cathodes — (PC board: CEVAUSIT + C_u structure)	1.0 + (2 x 0.035)
top plates — (C_u , KAPTON, ROHACELL, KAPTON)	0.018 + 0.06 + 1.0 + 0.06
electronics	
sense wires	92 (2 x 4)
potential wires	138 (2 x 6)
ADC channels	184 (both ends)
HT supply lines	92 (4 per ring)

A computer driven current monitor system is required in order to be able to separately switch off individual rings in case of shorts (e.g. by a broken wire). In case of the absence of the normal drift field (particularly due to a brake of a HV supply line) all 4 HV's have to be switched off simultaneously. An individual lowering of the sense wire voltages will be necessary to encounter exceedingly high particle loads.

Temperature, pressure and gas composition stability needs were estimated with a program which, using the WIRCHA [10] cross-section parametrisations, allows a calculation of the properties of a given gas mixture depending on the electric field, p and T [3]. It is presently foreseen to have an open circuit using an Ar/CH_4 mixture with small admixtures, e.g. alcohols. A serious practical problem will be the variation of environmental conditions affecting the detector response. Thus even with continuously monitored parameters a special monitoring chamber seems to be required. This could be one reference drift cell equipped with scintillators to measure v_{Drift} .

The chamber should be at DESY in the middle of 1989 to be connected to the common H1 drift-chamber electronics and tested together with the other components (CJC and CIZ, in particular) of the central tracking detector. \approx

References

- [1] H1-Collaboration, *Technical Proposal for the H1 Detector*, March 1986.
- [2] G. Dietrich et.al., Nucl.Instr.Meth.217(1983)160; S.Cartwright, JADE report, Oct.1985.
- [3] H. Bärwolff, U. Gensch, U. Harder, H. Henschel, H. Kaufmann, M. Klein, P. Kostka, J. Meissner, Th. Naumann, J. Schenk, *Outer π Drift Chamber Status Report*, H1 Track.Note 08/87-87, Sept.1987.
- [4] H. Bärwolff et.al., *Outer π Drift Chamber — Prototype Design*, H1 note 06/86-48.
- [5] CELLO preamplifier, Circuit diagram F33-0312, status 13.12.84.
- [6] We adopted the CERNLIB program W1003A
- [7] H. Henschel, *Ein schneller universell programmierbarer elektronischer Triggerblock*, IH Zeuthen preprint PHE 83-07 (1983).
- [8] A. Peisert and F. Sauli, CERN Yellow Report 84-08 (1984).
- [9] W. Zimmermann, *H1 Drift Chamber Preamplifier*, DESY (1987).
- [10] J. Fehlmann et.al., *WIRCEFA A Program Package to simulate Drift Chambers*, ETH Zürich internal report.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ И ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ
ДРЕЙФОВОЙ КАМЕРЫ, РАБОТАЮЩЕЙ
В ЧИСТОМ ВОДОРОДЕ И ГЕЛИИ
ПОД ДАВЛЕНИЕМ ДО 9 АТМ

Б.А. Андреев, Н.Ф. Бондарь, А.Г. Крившич,
В.П. Малеев

Ленинградский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова АН СССР

Водородные и гелиевые мишени являются одними из наиболее часто используемых в методике ядерно-физического эксперимента. Поэтому разместить внутри такой мишени дрейфовую камеру (ДК) очень заманчиво. Это позволило бы регистрировать с высокими пространственным и угловым разрешениями частицы, выходящие из мишени практически под любыми телесными углами, и работать с многотрековыми событиями. Применение подобной методики перспективно, в частности, при регистрации параметров ядра отдачи в экспериментах по рассеянию адронов на малые углы.

Однако при этом необходимо решить следующие проблемы: газ мишени должен быть одновременно и рабочим газом дрейфовой камеры; конструкция и материалы ДК должны позволять ей работать при высоких напряжениях (10 + 15 кВ) и не загрязнять рабочий газ мишени (доля примесей - не более $1 \cdot 10^{-6}$ объемных единиц).

Надежная работа дрейфовой камеры в атмосфере водорода и особенно гелия при использовании обычной для ДК регистрирующей электроники невозможна из-за того, что в этих случаях не удается получить достаточно высоких коэффициентов газового усиления (КУ). Это связано с появлением значительного числа вторичных лавин, быстро переводящих работу камеры в режим коронирования и пробоя. Лавины инициируются электронами, эмитированными катодом под действием фотонов, образованных в процессе развития лавин, и при нейтрализации на нем ионов. Поэтому для обеспечения устойчивой работы ДК с водородным и гелиевым наполнением, во-первых, был разработан быстрый предусилитель, позволяющий работать с низкими коэффициентами газового усиления $10^3 + 10^4$ (0,2 + 2 пикокуллона). Во-вторых, в состав рабочего газа ДК вводилось небольшое количество метана, который позволял подавить основные каналы образования вторичных электронов и соответственно не изменял характера рассеяния частиц в мишени.

Дрейфовая камера размещалась в металлическом боксе (рис.1), куда под давлением подавалась исследуемая газовая смесь. В этом же боксе размещались два сцинтилляционных счетчика S1, S2 и коллиматор K1.

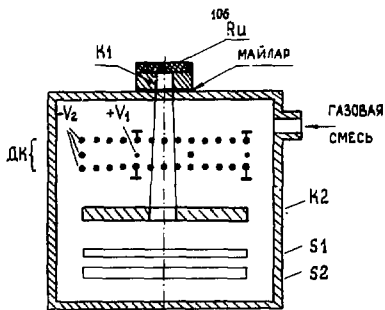


Рис.1. Схематический разрез экспериментальной установки.

Анодная плоскость ДК состояла из чередующихся сигнальных и потенциальных проволочек, расстояние между которыми было - $l = 15$ мм (дрейфовый промежуток). Однородность электрического поля в дрейфовом промежутке обеспечивалась подачей распределенного электрического потенциала на соответствующие катодные проволочки. Напряженность электрического поля в дрейфовом промежутке при давлении P определялась как $E/P = V_2/P \cdot l$, где V_2 - отрицательное напряжение, прикладываемое к дрейфовому промежутку. Для обеспечения необходимого коэффициента газового усиления на сигнальную проволочку подавалось положительное напряжение V_I .

Катодные проволочки имели диаметр 100 мкм и располагались с шагом $S_K = 1,0 \pm 0,02$ мм. Измерения, проведенные с помощью ионизационной камеры ИКАР, показали, что разработанная конструкция ДК за-
грязняет рабочий газ электроотрицательными примесями на уровне не хуже $1 \cdot 10^{-7}$ объемных единиц в сутки. Измерения эффективности ДК осуществлялись в диапазоне давлений 4 + 9 атм для газовых смесей H_2 , $H_2 + CH_4$ (1 + 4%). Была показана сильная связь между шириной плато эффективности и составом газовой смеси. Так, в смеси $H_2 + 4\% CH_4$ ($P = 4$ атм, $E/P = 0,49$ В/см · Торр) она достигла $\Delta V = 600$ В, а в чистом водороде - только $\Delta V = 120$ В. Во всех исследованных газовых смесях наблюдалось заметное расширение плато эффективности с ростом давления. По-видимому, это явление связано с эффектом гашения^{12/}

Зависимость величины начала плато V_I от давления и состава газовой смеси приведена на рис.2. Оказалось, что при давлении $P = 7$ атм величина V_I зависит от E/P и практически не зависит от состава газовой смеси.

Исследовалась эффективность работы дрейфовой камеры, наполненной гелий-метановой смесью. Измерения показали, что заметное плато эффективности наблюдается только при добавлении к гелию не менее

4% метана - $\Delta V \approx 120$ В и резко возрастает до $\Delta V = 700$ В в смеси He + 9% CH₄ (P = 9 атм, E/P = 0,49 В/см Торр).

Было показано (рис.3), что для каждой исследованной газовой смеси можно указать такую комбинацию величин E/P и V_I, при которой напряжение начала плато эффективности вообще не зависит от давления.

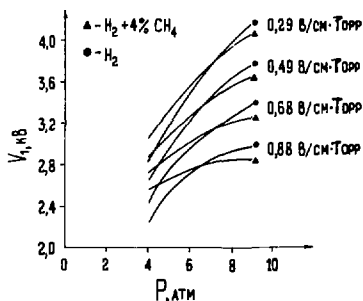


Рис.2. Зависимость напряжения начала плато эффективности от давления для H₂ и H₂ + CH₄.

ДЖ, а по расстояниям между тенями определялись скорости дрейфа электронов в исследуемых газовых смесях. Измерения показали (рис.4), что

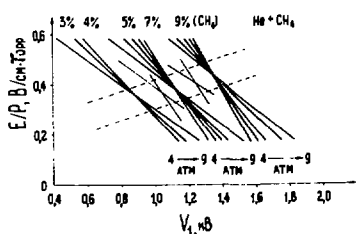


Рис.3. Зависимость напряжения начала плато эффективности от давления. Концентрация метана в гелий-метановой смеси указана на рисунке.

метод обеспечивает высокую точность определения скорости дрейфа электронов: полученные экспериментальные данные с 3% точностью совпадают с табличными. Дифференциальная и интегральная нелинейности камеры не превышали 3% и 4% соответственно.

Таким образом, проведенные исследования показали: I. Дрейфовая камера может надежно работать в чистом водороде и в гелий-метановой смеси (4% CH₄), начиная с давления 4 атм, если использовать ретрибуирующую электронику с порогом 0,1 мкА.

2. Надежность работы ДК существенно повышается, если добавить к водороду всего 2% метана. В результате удается в 3 раза, по сравнению с чистым H_2 , расширить плато эффективности и довести его до 350 В (при $P = 4$ атм) и 600 В (при $P = 9$ атм). Аналогичные результаты достигаются при добавлении к гелию 6% метана.

3. Пространственное разрешение камеры для всех исследованных газовых смесей и давлений не хуже $\delta \approx 120$ мкм.

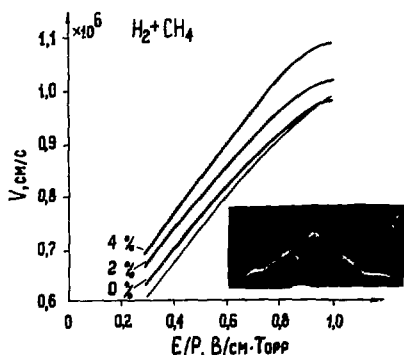


Рис. 4. Зависимость скорости дрейфа электронов от величины E/P в смеси $H_2 + CH_4$. Концентрация метана дана на рисунке. Тонкая линия - данные работы [3].

Л и т е р а т у р а

1. А.А. Vorobyov et. al., Nucl. Instr. and Meth., 119 (1974) 509.
2. Г. Петер, Электронные лавины и пробой в газе. "Мир", Москва, 57, 1968.
3. Л. Каколи, Р. Кромптолн, Диффузия и дрейф электронов в газах. "Мир", Москва, 626 с, 1977

ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ КАМЕРЫ
С ВЫСОКОЙ ОДНОРОДНОСТЬЮ КОЭФФИЦИЕНТА
ГАЗОВОГО УСИЛЕНИЯ ДЛЯ ДЕТЕКТОРА
ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.А.Андреев, Г.Е.Гаврилов, А.Г.Крившич,
С.К.Патричев, Р.Л.Сокольская

Ленинградский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова АН СССР

Однородность коэффициента газового усиления (КГУ) является важнейшим рабочим параметром пропорциональной камеры (ПК), при координатном и особенно при амплитудном съеме информации. Пропорциональные камеры, работавшие в составе детектора переходного излучения ¹/, давали оба вида информации, а величина флуктуаций КГУ - $\Delta K/K$, согласно проведенным оценкам, не должна была превышать $|\Delta K/K|_{\text{макс.}} \leq 15\%$. Это наложило жесткие ограничения на конструктивные допуски в ПК и потребовало разработки специальной технологии изготовления.

Пропорциональная камера (рис.1) имела размеры чувствительной области 1000 x 600 мм. Зазор "анод - катод" $l = 8$ мм, анодные проволочки (1) изготавливались из золоченого вольфрама диаметром 25 мкм, имели шаг $S = 2$ мм и натягивались вдоль короткой стороны. Катодные плоскости (2) изготавливались из алюминизированного майлара толщиной 40 мкм.

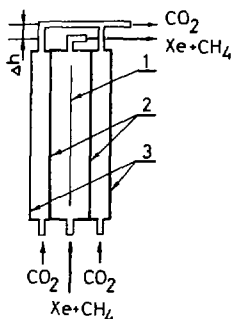


Рис.1. Схематический разрез ПК.

Камера заполнялась смесью $\text{Xe} + 30\% \text{CH}_4$, плотность которой значительно превышает плотность воздуха. Это приводило к изгибу катодов и значительному разбросу

в величине КГУ. Для компенсации избыточного давления в камеру были введены охранные объемы (3), которые заполнялись углекислым газом - газом с высокой плотностью и малым сечением поглощения квантов переходного излучения. Одновременно эти объемы препятствовали диффузии воздуха в рабочий объем ПК. Регулируя разность гидростатических давлений (Δh) в рабочем и охранных объемах камеры, можно было достигнуть достаточно хорошей компенсации сил, действующих на катод. При

этом катод приобрел S-образную форму, что приводило к $|\Delta K / K|_{\text{гидр}} \leq 2\%$.

Для уменьшения числа каналов регистрирующей электроники анодные проволочки объединялись в стрипы по 8 проволочек в каждом. При этом амплитуды импульсов на краях и в центре стрипа отличались почти в 1,5 раза (рис.2). Для выравнивания амплитуд сигналов были введены корректирующие сопротивления. Высокая эффективность такой корректировки показана на рис.2: $(\Delta K / K)_{\text{стрип}} \leq 5\%$.

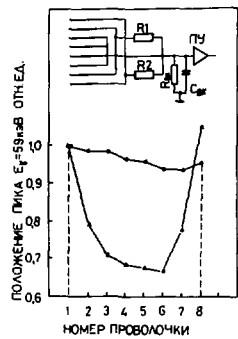


Рис.2. Величина КУ для проволочек, входящих в "стрип" до и после корректировки

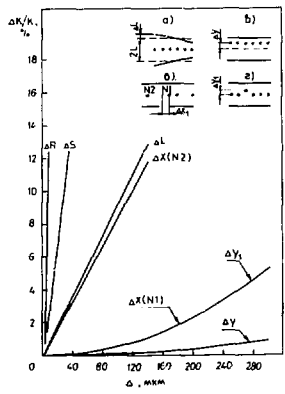


Рис.3. Расчет влияния основных типов конструктивных погрешностей в ПК.

Всего было рассмотрено 11 конструктивных факторов, влияющих на величину $\Delta K / K$ ^{1/2}. Основные из них приведены на рис.3: неоднородность радиуса анода (ΔR), шага анодных проволочек (ΔS) и зазора "анод - катод" (ΔL); сбой в шаге ΔX (№ 1) отдельной проволочки (наибольшая флуктуация КУ наблюдается на соседней проволочке № 2); параллельное смещение анодной плоскости ΔY (суммарный зазор между катодами сохраняется); одна анодная проволочка "выпала" из плоскости анода на ΔY_1 .

Зазор "анод - катод" задавался толщиной самих электродов, рамы которых склеивались из полосок стеклотекстолита. Из-за неоднородности толщины полос суммарный разброс толщины электрода перед склейкой достигал очень большой величины $\Delta L \approx 1500$ мкм. Разработанная технология склейки позволила не только компенсировать исходный разброс

в толщине листов стеклотекстолита, но и обеспечить требуемую абсолютную толщину электрода. В результате удалось гарантировать отсутствие набега в величине зазора "анод - катод" на уровне 10 мкм , что соответствует $(\Delta K/K)_{\Delta L_1} \leq 1\%$, и максимальные статистические флуктуации зазора на уровне $|\Delta L| \leq 80 \text{ мкм}$, что соответствует $|\Delta K/K|_{\Delta L} \leq 6,5\%$. Натяжение катодных плоскостей с усилием $T_k = 2450 \text{ н/м}$ обеспечивало $(\Delta K/K)_{\Delta L_2} \approx 3,5\%$. Конструкция наружных рам ИК учитывала натяжение катодов так, что вызванный ими прогиб был мал и влияния на $(\Delta K/K)_{\Delta L_2}$ не оказывал.

Величина натяжения анодных проволочек (T) должна была удовлетворять соотношению

$$K \cdot T_{кр.} \leq T + \Delta T(\Delta t^c) \leq T_{упр.},$$

где $T_{кр.}$ - критическое натяжение анода ($T_{кр.} = 30 \text{ г}$); $T_{упр.}$ - предел упругой деформации материала анода ($T_{упр.} = 100 \text{ г}$); K - коэффициент, величина которого зависит от Δy_I ($K = 2$); $\Delta T(\Delta t^c)$ - изменение натяжения проволочки при изменении температуры окружающей среды на Δt^c . Величина $\Delta T(\Delta t^c)$ зависит от соотношения коэффициентов теплового расширения материалов анода и несущей рамы камеры. Полагая, что при транспортировке и работе на пучке диапазон рабочих температур не будет превышать $\Delta t^c = 10^\circ\text{C}$, получим допустимый интервал натяжений $66 \leq T \leq 100 \text{ г}$. При выбранном для проволочки рабочем натяжении

$T = 73 \text{ г}$ максимальная погрешность не превышала $2,5\%$ ($FWHM \approx 1,5\%$).

"Выпадение" проволочки из плоскости анода на величину Δy_I может стать серьезной проблемой при неправильно выбранном натяжении T . Согласно расчетам, прогиб таких проволочек в электрическом поле ИК будет значительно больше исходной величины Δy_I . Поэтому, чтобы величина прогиба "выпавшей" проволочки стала малочувствительной к выбору T , было выбрано $T \geq K \cdot T_{кр.}$, где $K = 2$. Минимизация величины Δy_I обеспечивалась технологией применения калиброванных гребенок. Гребенки накладывались на проволочки сверху, прижимая их своим весом к электроду. В этом положении проволочки запаивались.

Это обеспечило $\Delta y \leq 0,05 \text{ мм}$, что соответствует $(\Delta K/K)_{\Delta y_I} \leq 1\%$.

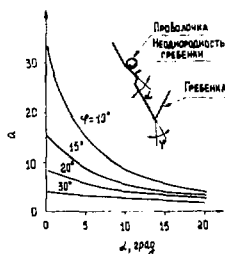


Рис. 4. Зависимость коэффициента уменьшения ошибки в положении проволочки от величины угла гребенки (ψ) и неровностей на ее склоне (α).

Одновременно гребенки калибровали шаг анодных проволок с заданной точностью и устраняли тем самым влияние факторов Δx (№ 2) и ΔS (рис.3). Проблема калибровки шага была решена путем правильного выбора геометрии гребенки и тщательной обработки ее поверхности. Расчет показал (рис.4), что отклонение проволоочки от идеального положения на величину δ может быть уменьшено гребенкой в α раз и составит

$$\Delta x_I = \delta / \alpha, \text{ где } \alpha = 1 + \frac{1 - \operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} \gamma}{\operatorname{tg} \alpha + \operatorname{tg} \gamma}; \quad 2\gamma - \text{угол гребенки}; \quad \alpha - \text{угол неровностей на поверхности гребенки.}$$

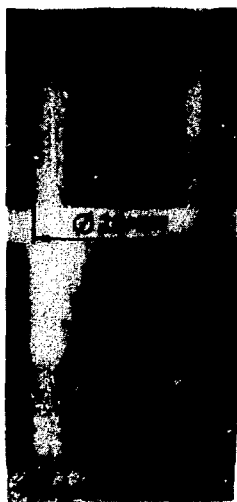


Рис.5. Поверхности проволок из золоченого вольфрама шведской фирмы (а) и советского производства (б).

Мы применили гребенку с $2\gamma = 40^\circ$ и $\alpha \leq 5^\circ$, что позволило получить $\alpha = 6$. Это гарантировало максимальный разброс в положении проволок на уровне $\Delta x \leq 20$ мкм, что соответствует $(\Delta R / R) \Delta x$ (№ 2) $\approx 2\%$. Неоднородность радиуса анода (ΔR) определяется качеством вольфрама и его золочения. В камерах использовалась проволока советского производства, так как качество ее поверхности оказалось выше, чем у имеющихся у нас зарубежных образцов проволоки. Для сравнения на фотографиях приведены образцы поверхностей проволок (рис.5) фирмы LUMA $\phi 20$ мкм (а) и советского производства $\phi 20$ мкм (б). Разница в качестве поверхностей проволок отчетливо видна. Флуктуации радиуса выбранной проволоочки не превышали $\Delta R \leq 0,3$ мкм, что соответствует $\Delta R / R \leq 2\%$.

Согласно приведенным выше результатам, максимальные флуктуации КГУ по площади камеры не должны превышать $\Delta R / R$ макс. $\leq 14\%$, что удовлетворяет требованиям эксперимента. Измерения флуктуации КГУ по площади всех пропорциональных камер, входящих в состав детектора переходного излучения, подтвердили результаты расчетов и показали обоснованность выбора всех использованных конструктивных и технологических решений. На рис.6 приведено типичное распределение $\Delta R / R$ по площади одной из камер. Здесь $\Delta R / R$ макс. $\leq 10\%$, причем FWHM $(\Delta R / R) \approx 8\%$.

На однородности КГУ сказалось также применение в технологии изготовления детектора ультразвуковой очистки и последующей вакуум-

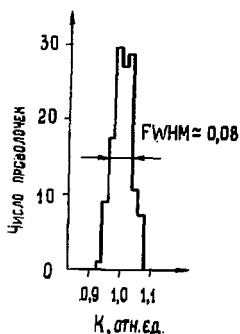


Рис.6. Плотность распределения КГУ по проволочкам камеры.

ной сушки. Этой обработке подвергались все рамы электродов пропорциональных камер. Помимо измерения флуктуации КГУ, проверка каждой камеры включала в себя испытания на герметичность, высоковольтные испытания на стабильность КГУ в камере с отсеченным объемом. Исследования показали, что во всех камерах, входящих в состав ДПИ, вытекание газа из отсеченной от продува камеры не превышало $0,5 \pm 0,8 \text{ см}^3/\text{мин}$, а величина КГУ через сутки после отсечения камеры изменялась лишь на 10 - 20%.

Л и т е р а т у р а

1. В.А.Андреев и др. Препринт ЛИАФ - 1186, Ленинград, 1986, 40 с.
2. В.А.Андреев и др. Препринт ЛИАФ - 1128, Ленинград, 1985, 36 с.

КОНСТРУКЦИЯ И СОЗДАНИЕ БОЛЬШИХ МНОГОПРОВОЛОЧНЫХ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ КАМЕР

Н.С.Амаглобели, Ю.Ш.Багатурия, Р.В.Буров,
Л.Н.Глonti, Р.М.Саканделидзе, Т.М.Сахелашвили,
Б.Г.Чиладзе

Институт физики высоких энергий
Тбилисского государственного университета

Конструкция и технология

В камере две сигнальные и четыре высоковольтные плоскости. Шаг между сигнальными электродами 4 мм. Основу камеры составляют три несущие рамы из дюрала, оклеенные стеклотекстолитом с нанесенными на них электродами, см. рис. 1. При этом импульсы с сигнальных проволок выводились группами по 64 на разъем ГРПМ7-90, на котором остальные 26 контактов заземлены.

Рама составлена из четырех плоскопараллельных траверс. На фланцевые рамы, А и В на рис. 1, со сдвигом 6 мм натянуты высоковольтная и сигнальная плоскости. На средней раме Б расположены со сдвигом 12 мм две высоковольтные плоскости, предназначенные для вертикальной и горизонтальной сигнальных плоскостей, соответственно. Имеющиеся на всех рамах ступени перед сборкой камеры заполняются склеенными электроизолирующими вставками из стеклотекстолита. Вставки герметизируются тонкой \varnothing 0,3 мм струей вакуумной замазки. На средней раме с двух сторон расположены бесконечные канавки для уплотнения внутреннего объема камеры вакуумной резиной.

Известно, что работоспособность МППК, в частности одинаковая эффективность всех сигнальных проволок, в первую очередь определяется точностью расположения как сигнальных, так и высоковольтных проволок, т.к. неоднородность электрического поля от проволоки к проволоке определяется всеми возможными их сдвигами от расчетного расположения^{1/}. Расстояния между проволоками легко выдерживаются при помощи высокоточных калибровочных гребенок, но сдвиги в перпендикулярном направлении полностью зависят от точности изготовления рабочих поверхностей траверс. Эту проблему удалось решить применением устройства для склеивания плоскопараллельных изделий - СКЛУСТ, которое позволяет получить плоскопараллельность траверс до $\pm 0,03$ мм, при использовании обычного стеклотекстолита с допуском по толщине $\pm 0,2$ мм и основания с допуском $\pm 0,5$ мм. Отметим, что увеличение длины изделия практически не влияет на его точность.

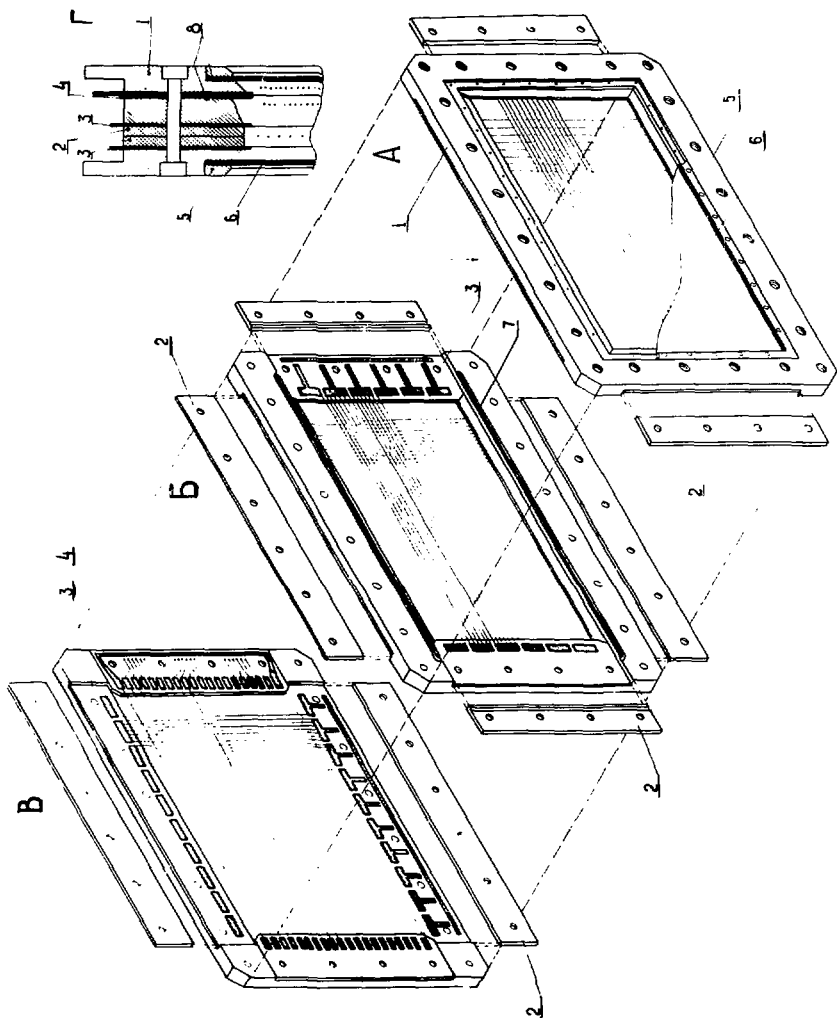


Рис. 1. Конструкция МПК. А,Б,В-три составные рамы камеры. 1-несущая конструкция из дюрала, 2-электроизолирующие вставки, 3-высоковольтные электроды, 4-сигнальный электрод, 5-оконная рама, 6-лавсановое окно, 7-канавка для герметизирующей резины, 8-герметизирующая резина.

В нашем случае плоскопараллельность траверс и электроизолирующих вставок была не хуже $\pm 0,07$ мм, такая же точность выдерживалась при склеивании рам.

Изготовленные рамы мылись стиральной пастой в теплой воде, промывались в чистой воде, протирались медицинским спиртом и высушивались. После сушки проводились испытания ламелей на пробой при напряжении 7,5 кВ. Все дальнейшие операции проходили в "чистой" комнате, где загрязненность воздуха не превышала 100 пылинок на литр. В "чистой" комнате рамы МППК протирались последовательно ацетоном и спиртом и промывались под душем фреона ИЗ.

Для намотки сигнальных электродов была использована отечественная вольфрам-рениевая проволока $\varnothing 28$ мкм, покрытая золотом. В качестве высоковольтной применялась проволока из твердой бариллиевой бронзы $\varnothing 100$ мкм, с шагом намотки 2 мм. Плоскости из проволок изготавливались на намоточном станке вращательного типа. Плоскости вначале наматывались на промежуточные рамы из дюрала. Здесь проводились измерение и корректировка натяжения каждой проволоки, промывка проволок ацетоном, спиртом и фреоном ИЗ, после чего они переносились на траверсы МППК. Натяжение проволок корректировалось так, чтобы обрезать распределение ошибок в пределах 4% от величины натяжения.

Электрические испытания и рабочие характеристики

Для измерения тока утечки любой из 640 сигнальных проволок МППК был изготовлен простой пульт, схема которого приведена на рис. 2. Он позволял исследовать на утечку при разных напряжениях любую из 64 проволок, выведенных на разъем, и путем последовательных переключений быстро обнаружить проволоку с большой утечкой для выяснения причины или замены. Испытания, проведенные на воздухе, показали, что при допустимых величинах тока утечки для группы из 64 проволок 12 мкА при $U = 3,6$ кВ иногда почти весь ток проходит через одну или несколько проволок. Изучение этого явления проводилось в полностью затемненной комнате с микроскопом, перемещаемым вдоль проволок на оптической скамье. Исследование места разряда при большом увеличении обнаруживало, как правило, наличие микродефекта золотого покрытия в виде "усиков". Такие проволоки обязательно заменялись. После этого ток утечки примерно равномерно распределялся между проволоками. Доведенная таким образом камера после промывки рабочей газовой смесью - $77\%Ar + 23\%CO_2 + 0,05\%$ фреона с добавлением изопропилового спирта в течение суток дает ток утечки 6-8 мкА при напряжении 3,0 кВ и практически готова для работы.

Стендовые испытания МППК проводились на мюонном пучке ускорите-

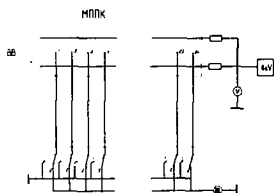


Рис. 2. Схема пульта для измерения тока утечки в сигнальных проволоках. I-64 - выходы сигн. проволок, ВВ-высоковольтные плоскости камеры.

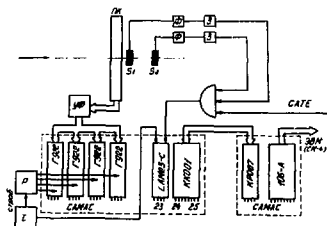


Рис. 3. Блок-схема электронных измерений. ПК-проп-камера, S1 и S2-сцинт. счетчики, З-задержки, УФ-усилители-формирователи, Т-таймер, Р-разветвитель.

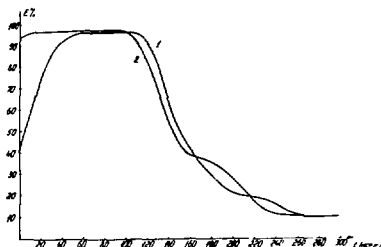


Рис. 4. Кривые задержанных совпадений. 1-длительность стробирующего импульса 100 нс, 2-длительность 150 нс, $U=2,95$ кВ.

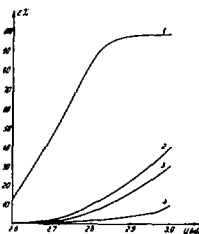


Рис. 5. ϵ -зависимость эф-фективности от высокого напряжения, 2-дв. кластеры, 3-тр. кластеры, 4-ток утечки.

ля У-70 ИФЭЭ (Серпухов). Схема электронной части стендовой установки дается на рис. 3. Импульсы со схемы совпадения от счетчиков S1 и S2 вводились в блок LAM-23-C в системе КАМАК, Он выдавал сигнал инициализации для контроллера крейта, а также импульсы выработки и разветвления строб-сигнала в годоскопы и блокировал их входы до полного опроса крейта после каждого события. Таким образом, после каждого события в ЭЕМ записывалась информация со всех проволок МПК.

На рис. 4 приведены типичные кривые задержанных совпадений при изменении длительности стробирующего импульса. При этом эффективность камеры определялась как отношение числа частиц, зарегистрированных в ней, к общему числу событий, принятых в ЭВМ от монитора, с вычетом случайных событий и шума, а также с учетом кратных срабатываний.

На рис. 5 показана зависимость эффективности МПК от напряжения. Плато имеет длину ~ 150 В, а эффективность равна $(98 \pm 1)\%$ в пределах всей чувствительной площади камеры. Дальнейшее увеличение высокого напряжения ограничивалось суммарным током 8 мкА, при этом камера работала без искровых разрядов.

Литература

I. G.A.Erskine NIM, 105 (1972) 565-572.

СЕКТОРНАЯ ДРЕЙФОВАЯ КАМЕРА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИССЛЕДОВАНИЮ
РЕДКИХ ПИОН-ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА МОСКОВСКОЙ МЕЗОННОЙ ФАБРИКЕ

В.И.Ковинский, О.О.Патаракин, А.Ф.Суставов, А.В.Шульгинов

Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова, Москва

А.И.Берлев, В.А.Краснов, М.А.Прохватиллов

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Дано описание цилиндрической дрейфовой камеры для установки по исследованию редких пион-ядерных реакций. Приведены экспериментальные результаты по пространственному разрешению, полученному на опытном модуле дрейфовой камеры для пионного пучка $P_{\pi} = 600$ МэВ/с.

Для изучения редких пион-ядерных реакций на московской мезонной фабрике разработан проект многоцелевой высокоэффективной установки с позиционными детекторами в соленоидальном магнитном поле и нейтральным детектором /1/. Центральным детектором предлагаемой установки является цилиндрическая многопроволочная дрейфовая камера с трехмерным съёмом информации, позволяющая определять удельную ионизацию частиц, координаты прохождения частиц перпендикулярно нитям по времени дрейфа электронов и вдоль нити методом деления заряда.

Дрейфовая камера имеет длину 1000 мм, внешний диаметр 970 мм и конструктивно выполнена из 12 отдельных модулей. Каждый модуль сверху закрыт тремя пластинами пластикового сцинтиллятора, сигнал с которых входит в систему триггера запуска (рис.1). Для регистрации частиц, вылетевших из мишени вперёд под малыми углами, на торце модуля размещаются дополнительные изогнутые сцинтилляторы. В модуле сигнальные нити сгруппированы в 6 ячеек по 6 нитей, измерение координат проводится в 18 точках по длине трека. Для устранения лево-право неопределенности вводится смещение сигнальных нитей на ± 200 мкм. На полевые нити подаётся распределенный потенциал для создания однородного электрического поля, перпендикулярного плоскости сигнальных нитей. Подаваемые напряжения подбирались с помощью программы расчёта электростатического поля, разработанной в ИЯФ СО АН и видоизмененной для данной камеры.

Для проверки работоспособности предлагаемой дрейфовой камеры был изготовлен опытный образец модуля, который испытывался на пучке π^{\pm} -мезонов с импульсом $P_{\pi} = 600$ МэВ/с в ЛВЭ ОИЯИ. На рис.2 показано размещение запускающих сцинтилляторов и сигнальной нити модуля, а также схема съёма информации. Модуль мог перемещаться в двух направлениях в плоскости, перпендикулярной направлению пучка.

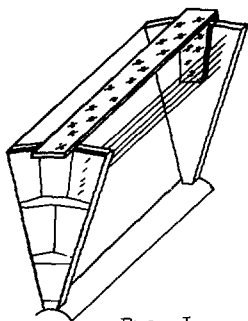


Рис. 1.
Модуль дрейфовой камеры.

Вблизи нитей размер составлял $\sigma_x = \pm 6$ мм;
 $\sigma_y = \pm 10$ мм.

Координата Z вдоль сигнальной нити определялась методом деления заряда. Сопротивление сигнальной нити из $W-Re(Au)$ диаметром 15 мкм составляло 1530 Ом и было существенно больше входного сопротивления предусилителей ($R_{вх} \approx 10$ Ом). На рис. 3 представлена зависимость величины $R = \frac{Q_R - Q_L}{Q_L + Q_R}$ от положения пучка относительно продольной координаты Z сигнальной проволоочки (Q_R и Q_L - заряд с правого и левого конца проволоочки соответственно).

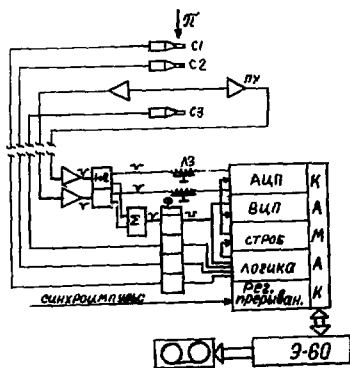


Рис. 2.
Схема съёма информации с сигнальной нити модуля.

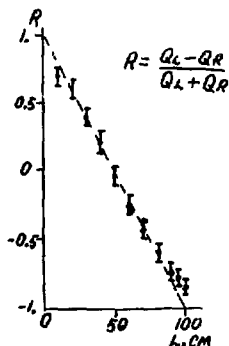


Рис. 3.
Зависимость R от положения пучка относительно продольной координаты сигнальной нити.

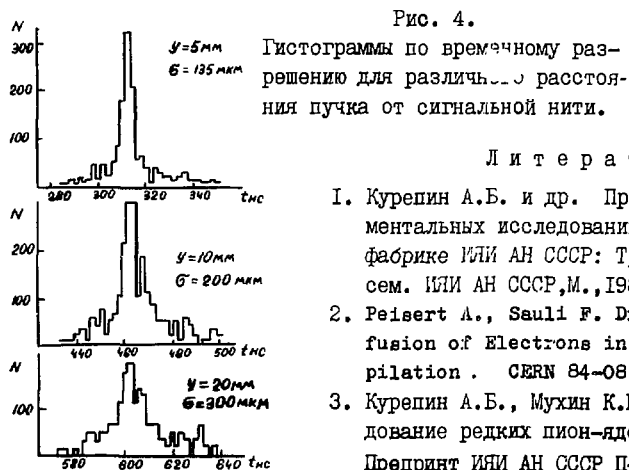
Прямой линией показано "идеальное" поведение $R(Z)$ в случае отсутствия нелинейностей и пренебрежимо малого входного сопротивления предусилителей. Видно, что примерно на 80% длины нити эксперименталь-

ные точки хорошо ложатся на эту прямую. Погрешность определения Z -координаты составляет для середины нити 2% ($\sigma_z = 20$ мм), для краёв 3%. Отклонение положения точек вблизи краёв объясняется влиянием торца модуля на электростатическое поле в камере. Для исправления поля потребуются введение корректирующих электродов на торцах камеры.

На рис. 4. приведены экспериментальные гистограммы по временному разрешению. Для каждого события определялось значение $T = \frac{t_1 + t_2 - 2t_0}{2}$, где t_i — время прихода электронов ионизации на нить. Отклонение положения среднего значения T от нуля обуславливается неточностями местоположения нитей, а ширина пика даёт разрешение для 2-й нити. Для пересчёта временных характеристик в пространственные скорость дрейфа электронов была взята из [2/], и для смеси Ar/CO₂ 70%:30% при $E = 750$ В/см полагалась равной $v_{др} = 20$ мкм/нс. Измерения были проведены для трёх положений пучка относительно нитей, полученные $\sigma_{уп}$ приведены на рис. 4.

Полученные результаты внушают уверенность в том, что достижение требуемых по условиям эксперимента (см./3/) параметров дрейфовой камеры является вполне реальным.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность К.Н. Мухину и А.Б. Курепину за постоянный интерес и помощь в работе.



ДРЕЙФОВЫЕ САМОГАСЯЩИЕСЯ СТРИМЕРНЫЕ КАМЕРЫ РАЗМЕРОМ 2,5x1,9 м²

С.Высочил, В.О.Сидоров, Д.М.Хазинс
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Г.В.Борисов, Ю.П.Гуз
Институт физики высоких энергий, Серпухов

Т.А.Ломтадзе, Э.Г.Цхададзе
Институт физики АН ГрузССР, Тбилиси

В Объединенном институте ядерных исследований был обнаружен и изучен самогасящийся стримерный режим (СГС) работы проволочных камер^{/1,2/} и созданы дрейфовые камеры оригинальной конструкции^{/3,4/}, работающие в этом режиме в пучках частиц большой интенсивности. Данная конструкция позволяет создавать камеры с малым количеством веществ на пути частиц с чувствительной поверхностью в несколько квадратных метров.

Ниже приводится описание подобных дрейфовых камер размером 1,9x2,5 м², созданных сотрудниками ОИЯИ, ИФАН ГрузССР и ИФВЭ (Серпухов). Общая конструкция камеры показана на рис. 1.

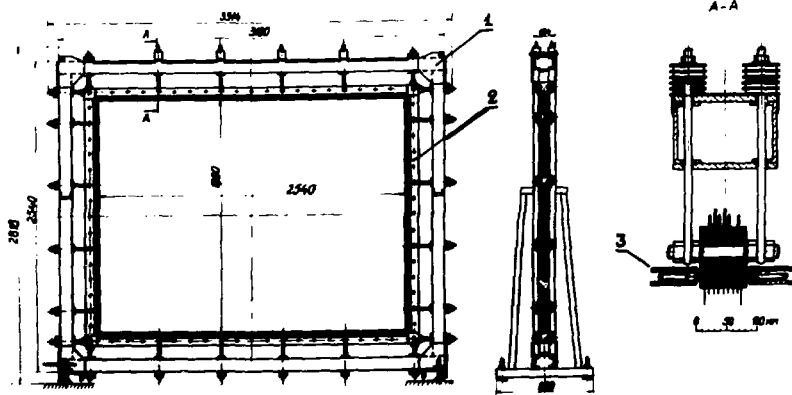


Рис. 1. Схематический вид камеры.

Она состоит из внешней фермы (1), внутри которой растягивается пакет проволочных электродов (2). После растяжки пакет выравнивается с помощью специальных упругих элементов (3).

Камеры работают в СГС-режиме (порог регистрации сигнала 100 мкА). Используется газовая смесь из аргона, метана и метилалла в соотношении (3:1:1). Для поддержания необходимой чистоты рабочего газа достаточна скорость продува ~ 50 л/ч при объеме камеры $0,8$ м³.

Каждая камера содержит 4 высоковольтных (катодных) плоскости, между которыми расположены 3 сигнальные (анодные) плоскости. Две сигнальные плоскости (X, Y) намотаны во взаимно перпендикулярных направлениях с шагом 16 мм. В третьей плоскости (W) проволока намотана параллельно диагонали камеры (под углом 37° к горизонтали) с шагом 19,2 мм. Для лучшего формирования электрического поля дрейфового промежутка посередине между анодными проволоками расположены потенциальные проволоки. Высоковольтные плоскости натянуты вдоль короткой стороны камеры с шагом 2 мм. Все плоскости намотаны проволокой из бериллиевой бронзы диаметром 100 мкм. Точность намотки проволок на сигнальных плоскостях ± 25 мкм; натяжение проволок на сигнальных плоскостях 200 г, на высоковольтных – 100 г. Для подавления регистрации непронзающих частиц пучка на катодные плоскости наклеены кружки из полиэтилена диаметром 50 мм и толщиной 0,1 мм.

Счетные характеристики камеры, полученные с β - источника, приведены на рис. 2.

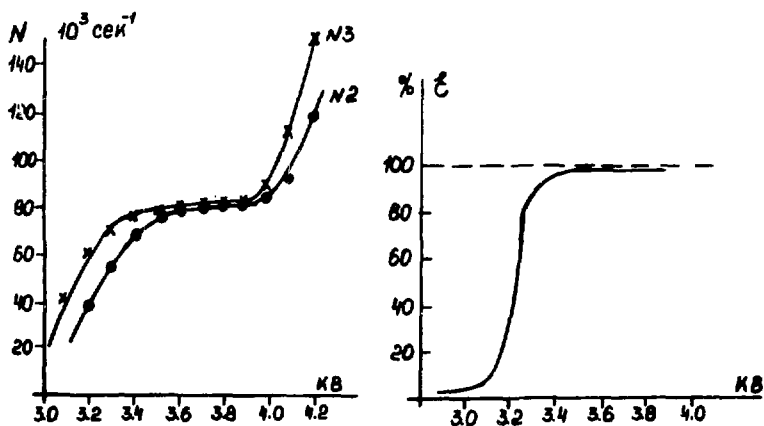


Рис. 2. Счетные характеристики камеры, полученные на β -источнике.

Как видно на рисунке, камеры имеют эффективность $\sim 98\%$ в довольно широкой области напряжений (3,5+4,0) кВ. Эффективность регистрации β -частиц в области, заблокированной полиэтиленовыми кружками, не превышала 0,03%.

В настоящее время камеры и электроника сбора информации проверяются на π^- -пучках в экспериментах ИВЭ ГАМС - 2000^{5/} и ВС УНК. На рис.3 показан интегральный временной спектр сигналов камеры, характеризующий линейность дрейфовой характеристики.

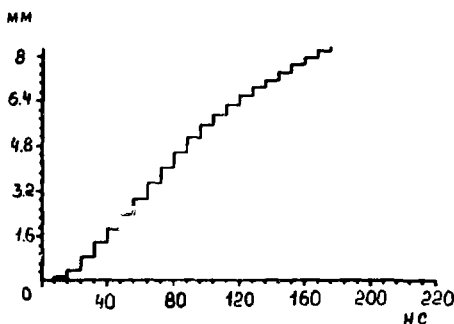


Рис.3. Временной интегральный спектр сигналов с камеры.

Координатная точность, измеренная на ограниченном участке камеры (20×20 см²), составляет ~ 160 мкм.

Литература

1. Алексеев Г.Д., Круглов В.В., Хазинс Д.М. ЭЧАЯ, 1982, т.3. Вып.3. с.703.
2. Alexeev G.D. et al. Nucl. Instr. and Meth., 1980, 177, p.385.
3. Алексеев Г.Д. и др. ПТЭ, 1985, №2, стр.52
4. Алексеев Г.Д. и др. ПТЭ, 1978, №5, стр.50
5. Бинон Ф. и др. ЯФ, 1982, №36, стр.670

СИСТЕМА ДРЕЙФОВЫХ ТРУБОК УСТАНОВКИ "СИГМА-М"

Д.С.Денисов, О.В.Ерошин, В.А.Медовиков
Институт физики высоких энергий, Серпухов

Ю.В.Мусяенко
Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

За последние годы для экспериментальных установок, на которых проводятся исследования в области физики высоких энергий, было создано большое количество успешно работающих систем дрейфовых трубок^{1-2/}. Широкое использование дрейфовых трубок планируется в крупнейших экспериментах на существующих и строящихся ускорителях: DO и CDF (FNAL), АМУ и ТОРАЗ (КЕК), Комплекс меченых нейтрино и эксперименты на УНК (ИФВЭ). В настоящем докладе приведены основные характеристики системы, состоящей из 608 дрейфовых трубок, используемой при проведении экспериментов на спектрометре "Сигма-М"^{3/}.

Схематический чертеж пропорциональной трубки представлен на рис.1^{4/}. Основу конструкции составляет нержавеющей трубка 6 с внешним диаметром 30 мм и толщиной стенки 0,5 мм. На трубке вальцуется канавка, которая фиксирует заглушку из плексигласа 5. В заглушку запрессованы медная трубочка для ввода газа 9 и медный капилляр 8 с подпаянным сигнальным проводом 10. Сверху заглушка заливается слоем эпоксидной смолы 4, на поверхность которой для уменьшения электрических утечек наносится слой папоналака 3. 1 - провод для надежного заземления трубки, а 2 - изолирующая трубка из поливинилхлорида. В качестве сигнального электрода 7 используется позолоченная вольфрамовая проволока диаметром 40 мкм. Проволока натягивается с усилием в 1Н и подпаявается к капилляру.

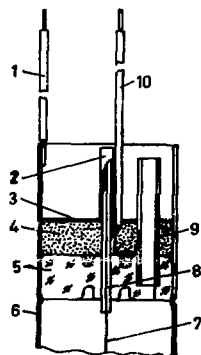


Рис. 1

Система дрейфовых трубок совместно с системой пропорциональных камер и спинтляционных годоскопами служит для реконструкции треков заряженных частиц. Она состоит из двух плоскостей с расположением трубок под углом $\pm 30^\circ$ к вертикали размером $1,6 \times 3 \text{ м}^2$ и плоскости с верти-

кальным расположением трубок размером $0,9 \times 2,4 \text{ м}^2$. Каждая из плоскостей с наклонным положением трубок содержит 224 трубки, длина которых изменяется от 25 см до 185 см. Плоскость размером $0,9 \times 2,4 \text{ м}^2$ содержит 160 трубок длиной 90 см. Упаковка трубок в плоскостях представлена на рис.2а.

Фоновая нагрузка в месте расположения трубок (вне области пучка) составляет $\sim 2 \cdot 10^6 \text{ част./м}^2 \cdot \text{с}$. Для уменьшения числа случайно сработавших трубок в качестве рабочего газа был выбран метан при атмосферном давлении, обладающий наибольшей скоростью дрейфа электронов — 10 см/мкс — по сравнению с другими газами, используемыми в газоразрядных детекторах. Использование однокомпонентной "смеси" удобно с практической точки зрения. Трубки каждой плоскости продуваются метаном последовательно.

При регистрации сигнал с трубки подается через разделительную емкость величиной 330 пФ по скрученной паре длиной 20 см на вход усилителя-формирователя УП-32 с порогом срабатывания $1,5 \text{ мкА}$. С выхода УП-32 парафазный сигнал по кабелю задержки длиной 35 м поступает на вход "стоп" 4-

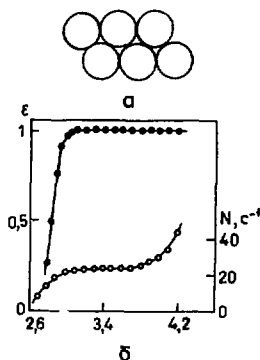


Рис.2

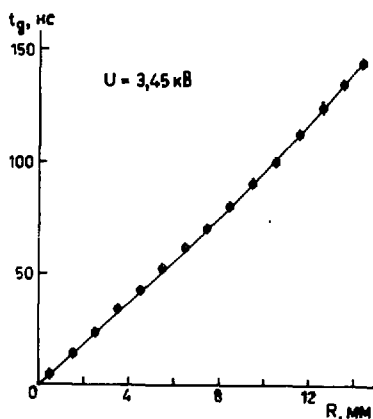


Рис.3

На рис.3 представлена измеренная при помощи системы пропорциональ-

битного время-цифрового преобразователя Р-197^{3/}. Шаг квантования времени, используемый при работе с Р-197, равен $15,3 \text{ нс}$.

Изучение характеристик дрейфовых трубок проводилось в пучке мюонов с импульсом 40 ГэВ/с при интенсивности $\sim 10^8 \text{ част./с}$. Диаметр пучка составлял 5 см . На рис.2б показана зависимость эффективности плоскости трубок от высокого напряжения. Здесь же показана зависимость фонового счета от высокого напряжения для расположенной горизонтально трубки длиной 185 см . Отчетливо видно плато, обусловленное космическими лучами.

ных камер зависимость время-координата. Максимальное отклонение этой зависимости от прямой при фитировании по методу наименьших квадратов не превосходит 0,3 мм. Наклон прямой соответствует скорости дрейфа 10,0 см/мкс. Определение координатного разрешения по распределению полусуммы путей дрейфа в двух рядах сработавших трубах дает для величины δ_x при напряжении 3,45 кВ значение 0,5 мм. Основной вклад в координатное разрешение вносит шаг квантования Р-197.

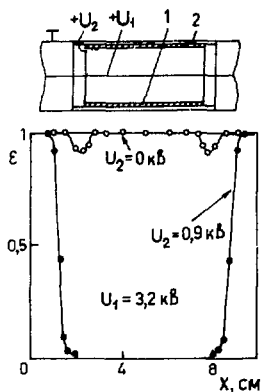


Рис. 4

При наборе статистики необходимо, чтобы часть трубки, через которую проходит непрореагировавший в мишени пучок, была нечувствительна к попадающим в нее частицам. Однако при ряде работ (например, геометрической привязке аппаратуры) удобно, чтобы эта часть трубки эффективно работала. На рис. 4 представлена конструкция, удовлетворяющая поставленным условиям. Внутри трубки вставлены свернутые из майлара (70 мкм) и листовой меди (100 мкм) цилиндры. Подпаянный к медному цилиндру провод выводится через небольшое отверстие наружу. Подавая на медный электрод положительный потенциал, можно изменять эффективность регистрации частиц в части трубки.

Опыт эксплуатации системы из 608 дрейфовых трубок в течение шести сеансов (примерно 150 суток работы) показал простоту ее настройки и высокую надежность в работе.

Литература

1. Baubillier M. et al. - NIM, 1983, v.217, №1,2, p.205.
2. Vaksay L. et al. - NIM, 1985, v.228, №2,3, p.584.
3. Денисов Д.С. и др. - Препринт ИФВЭ 86-179, Серпухов, 1986.
4. Денисов Д.С., Мусиенко Ю.В. - ПТЭ, 1986, №3, с.73.

МИНИ-ДРЕЙФОВАЯ КАМЕРА

Ю.И. Давыдов, С.В. Сергеев, П. Стрмень, А.А. Фещенко, В.Б. Флягин,
И.Е. Чириков-Зорин, Й. Шпалек
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В дрейфовых камерах с малыми (1+5 мм) дрейфовыми промежутками объединяются лучшие свойства как пропорциональных, так и дрейфовых камер.

Конструкция таких мини-дрейфовых камер (МДК) довольно проста. На рис.1 показана конфигурация электродов элементарной ячейки МДК.

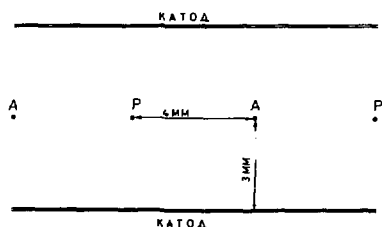


Рис.1. Конфигурация электродов элементарной ячейки МДК: А - анодная проволока \varnothing 30 мкм, Р - потенциальная проволока \varnothing 30 мкм.

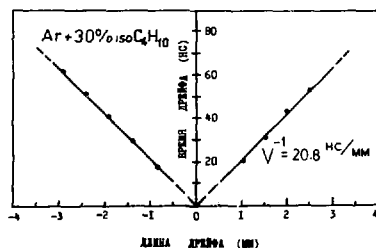


Рис.2. Зависимость времени дрейфа от координаты прохождения частицы.

Анодные проволоки заземлены, а на катоды и потенциальные проволоки подается отрицательный потенциал.

Испытания МДК проводились с коллимированным β -источником. Плато эффективности ($\epsilon \geq 99\%$) камеры при пороге регистрации ~ 1 мкА составляет 300 В. МДК обладает хорошей линейностью зависимости времени дрейфа от координаты почти во всей области дрейфового промежутка (рис.2). Оцененная зона нелинейности дрейфовой характеристики вблизи потенциальной проволоки составляет 0,5-0,6 мм.

Моделирование электростатических полей в МДК показало, что в окрестности потенциальной проволоки существуют области пониженной напряженности электрического поля, и само поле имеет значительную неоднородность. С целью достижения минимальных размеров зоны нелинейности

моделирование полей проводилось с различными параметрами ячеек, в том числе рассматривались геометрии камер работ [1,2]. В результате выяснилось, что конфигурации МДК, описанных в работах [1,2] и в настоящей, не являются оптимальными. Оптимальной конфигурацией плоской МДК является геометрия элементарной ячейки типа "квадрат" с равными межэлектродными расстояниями.

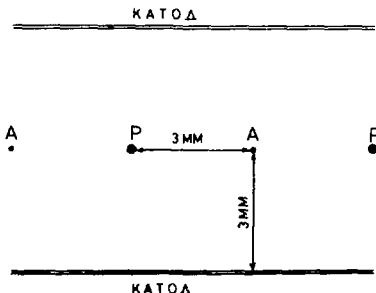


Рис.3. Конфигурация электродов элементарной ячейки оптимальной МДК: А - анодная проволока ϕ 30 мкм, Р - потенциальная проволока ϕ 100 мкм.

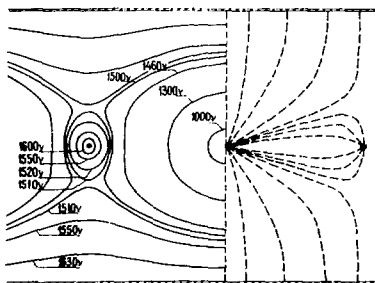


Рис.4. Конфигурация электрического поля оптимальной МДК. Анодная проволока заземлена. Потенциальные проволоки и катоды под потенциалом $-1,7$ кВ.

На рис.3,4 показана конфигурация электродов элементарной ячейки и картина поля оптимальной МДК. Исследование характеристик камеры проводилось на пучке заряженных частиц с импульсом 10 ГэВ/с. Эффективность выходит на плато ($\epsilon \geq 99\%$) при $U_k = -1,7$ кВ ($I_n = 1,5$ мкА). При $U_k \geq -1,95$ кВ камера переходит в режим Гейгера-Мюллера. Дрейфовая характеристика МДК (рис.5) для нормально падающих к рабочей плоскости камеры частиц имеет три характерные области: основная линейная область - А, область вблизи потенциальной проволоки - В и область вблизи сигнальной проволоки - С.

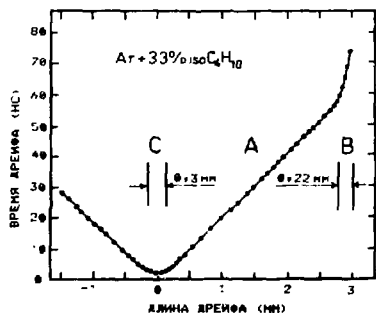


Рис.5. Зависимость времени дрейфа от координаты прохождения частицы оптимальной МДК.

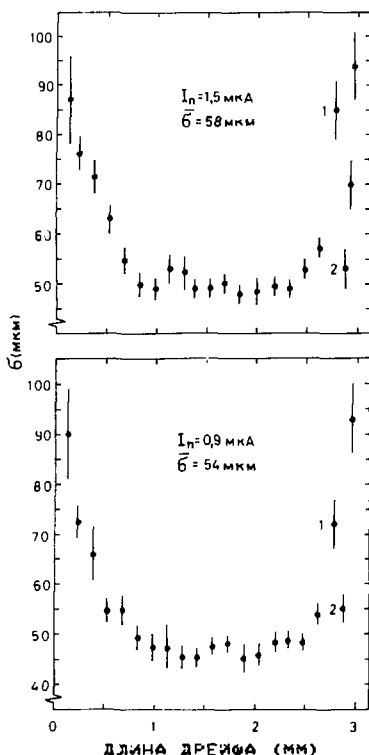


Рис. 6. Зависимость пространственного разрешения МДК от длины дрейфа при порогах регистрации 1,5 мкА и 0,9 мкА. Точка 1 – граница области А, точка 2 – центр области В.

нений при таких нагрузках ($\sim 3 \cdot 10^5$ част./см²с).

Из литературы следует, что такая нагрузка не является предельной для камер данного типа. Так, в работе /1/ показано, что камера с дрейфовым промежутком 1,3 мм эффективно работает при нагрузках свыше $4 \cdot 10^7$ част./см²с.

Литература

1. Walenta A.H. NIM, 1983, 217, p. 65.
2. Eisenman S. et al. NIM, 1983, 217, p. 140
3. Sauli P. Preprint CERN-77-09, Geneva, 1977.

На рис.6 показана зависимость точности регистрации частиц от длины дрейфа. Ухудшение разрешения вблизи сигнальной проволоки и нелинейность дрейфовой характеристики в области С обусловлены статистическими флуктуациями положения кластеров первичной ионизации вдоль трека частицы /3/. Максимальное разрешение МДК получено в центральной зоне дрейфового промежутка, где оно достигает ~ 45 мм.

Нелинейность дрейфовой характеристики в области В, а также ухудшение точности камеры вблизи потенциальной проволоки обусловлено как неоднородностью электрического поля, в котором электроны движутся по путям различной длины (рис.4), так и флуктуациями плотности ионизации. Интересно отметить, что зависимость $b = b(x)$ вблизи потенциальной проволоки имеет промежуточный максимум. Такой характер зависимости является следствием резкого падения эффективной скорости дрейфа в области В.

МДК испытывалась в пучке частиц высокой интенсивности ($\sim 4,5 \cdot 10^6$ част./с). Как показали испытания, основные характеристики камеры остаются без наме-

ПРОВОЛОЧНЫЕ КООРДИНАТНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ УСТАНОВКИ "КАСПИЙ"

А.А.Балдин, Ю.К.Гаврилов, А.Б.Курепин,

В.С.Пантуев, В.И.Разин, С.Н.Филиппов

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

В состав канала и спектрометра пионов с энергией до 1 ГэВ ИЯИ АН СССР, расположенного на выведенном пучке протонов синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ (установка "КАСПИЙ")^{1/}, входит несколько типов проволочных координатных детекторов: кассетные пропорциональные камеры, 3 блока по 2 плоскости, обычные многопроволочные пропорциональные камеры, 2 плоскости, дрейфовые камеры, 2 блока. В настоящей работе приводится описание их конструкций и параметры, полученные на пучке пионов с энергией 500 + 1000 МэВ.

Конструкция кассетной пропорциональной камеры приведена на рис.1. Камера состоит из монолитной кассеты, изготовленной из эпоксидного компаунда с кварцевым наполнением методом вакуумного литья^{2/}. В кассете имеются пазы, в которые вставляются модули, отлитые из эпоксидного компаунда в количестве 5 штук на кассету. Электроды камеры располагаются непосредственно на вставных модулях: с одной стороны модуля наматываются анодные проволоки, с другой - натягивается катод из алюминиевой фольги толщиной 16 мкм. Шаг намотки анодных проволок из золоченого вольфрама - 20,02 мм, диаметр 20 мкм, натяжение 40 г. Кассета с пятью модулями позволяет набрать до 4-х независимых сигнальных плоскостей (2X и 2Y), причем каждая катодная плоскость работает одновременно на два соседних регистрирующих промежутка. Толщина модуля равна поэтому межэлектродному промежутку и составляет $(5 \pm 0,05)$ мм. Чувствительная область камеры 128×128 мм². Полная толщина кассеты по пучку равна 60 мм. Кассетная

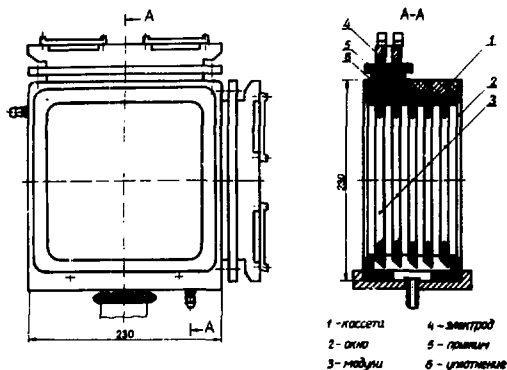


Рис. 1. Конструкция кассетных пропорциональных камер.

конструкция многопроволочной пропорциональной камеры имеет ряд существенных преимуществ: компактность расположения сигнальных плоскостей по пучку, возможность повышения пространственной четности камер в два раза при сдвиге смежных плоскостей на полшага, быстрая замена электродов при необходимости, в случае старения или обрывов в камере.

Конструкция и технология изготовления блоков дрейфовых камер 123 x 123 мм² и пропорциональной камеры 256 x 256 мм – соответствуют описанию в работах /3, 4/. Блок дрейфовых камер имеет 4 плоскости – (2X, 2Y), 7 каналов регистрации на каждую координату, дрейфовый промежуток равен 2I мм.

В пропорциональной камере 256 x 256 мм² шаг намотки сигнальных проволок равен 2 мм. Катодные плоскости выполнены из алюминиевой фольги, межэлектродный зазор равен 5 мм.

Перед окончательной сборкой все камеры промывались этиловым спиртом и фреоном-113, а затем подвергались тренировке на воздухе при включении обратного напряжения.

Для оттренированных пропорциональных камер напряжение тренировки при уровне темпового тока 2 мкА составляет 3,5 кВ, что согласуется с величиной напряженности поля вблизи нити для возникновения отрицательной короны в воздухе в соответствии с формулой Пика /5/.

Для кассетных пропорциональных камер использовалась электроника, описанная в работе /6/. Система регистрации с дрейфовых камер состоит из четырехканальных усилителей формирователей, 16-канальных экспансеров и 10-разрядных преобразователей /7/. Низкая загрузка пропорциональной камеры 256x256 мм² (до 10³ част./с) позволила сократить объем электроники до 4-х каналов с использованием полосковой линии задержки с шагом 3,5, подключенной к анодным проволокам. Каждая линия задержки состояла из четырех печатных плат из двустороннего фольгированного стеклотекстолита толщиной 1,5 мм. Платы склеивались в пакет эпоксидной смолой. Сигналы с концов линии задержки усиливались, поступали на формирователи с постоянным порогом и подавались на время-цифровой преобразователь.

На рис.2 приведены кривые эффективности пропорциональных камер в зависимости от приложенного напряжения. Для кассетных камер разброс начала плато эффективности отдельных плоскостей не превышал 50 В и составлял в среднем 3,3 кВ. Длина плато эффективности при пороге регистрации 3 мкА не менее 500 В. Идентичность кривых эффективности указывает на высокую точность изготовления модулей. Сдвиг начала плато эффективности для большой пропорциональной камеры до 3,7 кВ обусловлен высоким порогом регистрации – 7 мкА при пороге электроники 3 мкА.

На рис.3 приведена зависимость времени дрейфа от координаты прохождения частицы в дрейфовой камере. Стрелками у кривой указаны место и

величина отклонения от линейной зависимости. Видно, что участок с отклонением от линейности не более 100 мкм равен 80% от дрейфового промежутка. Средняя координатная точность дрейфовых камер составила 200 мкм.

Описанная выше система проволочных камер используется на установке "КАСПИЙ" для проведения физических измерений.

В заключение авторы приносят благодарность Ю.В.Заневскому и В.Д.Пелехонову за помощь в работе.

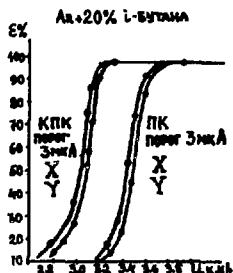


Рис. 2. Кривые эффективности пропорциональных камер в зависимости от напряжения на катоде.

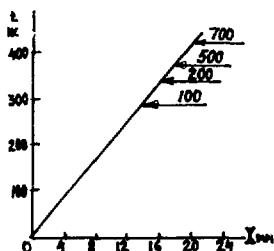


Рис. 3. Зависимость времени дрейфа от координаты прохождения частицы.

Литература

1. Голубев С.Л., Курепин А.Б. Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. ОИЯИ. Д2-82-568. Дубна, С.67. 1982.
2. Гаврилов Ю.К. и др. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0503, М., 1987.
3. Водополян А.С. и др. Конструкция и технология изготовления систем дрейфовых камер. Пропорциональные и дрейфовые камеры. ОИЯИ. Д13-9641. Дубна, 1975. С.28.
4. Кириллин А.С., Пугачевич В.П. и др. Препринт ОИЯИ 13-83-774, Дубна, 1983.
5. Кашцов Н.А. Электрические явления в газах и вакууме. ОИЯИ, М. 1977.
6. Аблеев В.Г. и др. Препринт ОИЯИ 13-8829. Дубна, 1975.
7. Басиладзе С.Г., Дожония Л.Г. Препринт ОИЯИ 13-80-137, Дубна, 1980.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ КАМЕР С СЕТЧАТЫМИ И СПЛОШНЫМИ КАТОДАМИ

В. А. Викторов, В. Ф. Куршцов, Ю. Б. Новожилов
Институт физики высоких энергий, Серпухов

В экспериментах, проводившихся на установке СЭЯИНС 70 ГэВ ускорителя ИФЭЭ, применены пропорциональные камеры (ПК) с размерами электродов 960x448 мм². Камеры спроектированы для размещения их в области однородного магнитного поля спектрометрического магнита СП-40. Исходя из этих требований определены внешние габариты камер (1156x644 мм²) и внесены в стороны гибкой перемычкой длиной I и усилителя формирователя. Параметры камер представлены в таблице.

Таблица. Параметры пропорциональных камер

Площадь электро- дов (мм ²)	Я ПК	Код-во анод. пров.	про- екция	Шаг		Намотка		Диаметр		Рассто- ние между электро- дами (мм)	Приме- чанье
				анод. пров. (мм)	катод. пров. (мм)	анод. пров. (г/пр.)	катод. пров. (г/пр.)	анод. пров. (мм)	катод. пров. (мм)		
960x448	1	480	х				45	20		8	Сетчатый катод
	2	224	у				100				
	3	480	х				90				
	4	224	у				100				
	5	480	х	2	2	200	90	28	100		
	6	224	у				100				
	7	480	х				90				
	8	224	у				100				
	9	224	у				100				
	10	480	х				90				Сплошной катод

При изготовлении камер была использована конструкция и технология сборки, идентичная применявшейся ранее для изготовления ПК с длиной проводов до 600 мм (шаг - 2 мм, диаметр анодных проводов 20 мкм, зазор - 6 мм)^{1/1}. Схема конструкции ПК показана на рис. 1.

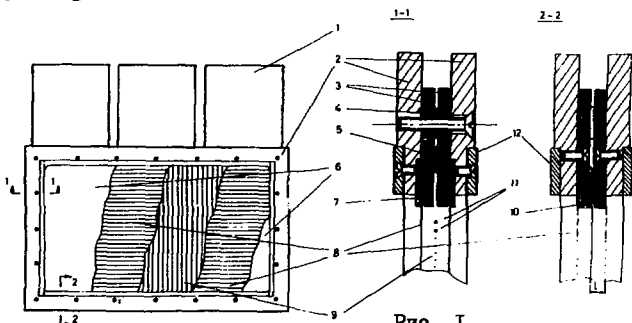


Рис. 1.

Конструкция пропорциональной камеры: 1 - камера с усилителями; 2 - дюралевые фланцы; 3 - стеклотекстолитовые рамы; 4 - спейсеры; 5 - уплотнение; 6 - майларовые окна; 7 - стеклотекстолитовая планка с печатной платой катодных проводов; 8 - сетчатый либо сплошной катод; 9 - анодные проволоки; 10 - печатная плата анодных проводов; 11 - охранные проволоки; 12 - прижимные планки.

Основные отличия ПК 960x448 мм² от камер меньшего размера анало-

гишной конструкции: увеличение межэлектродного расстояния до $L = 8$ мм, так чтобы относительная погрешность в зазоре ($\Delta L/L$) не превышала 2,5%; использование вольфрамовой проволоки большого диаметра - 28 мкм; применение сплошного катода.

Применение более прочной проволоки позволило не использовать специальные поддерживающие линии на анодной плоскости при длине проволоки 1 м. Натяжение анодных проволок определялось из условия их электростатической стабильности: $G > (\rho C u)^2 / 4 \pi \epsilon_0 S^2$. При $u = 5000$ В, $C = 3,56$ пФ/м, $\rho = 1$ м, $S = 2$ мм, $\epsilon_0 = 8,85$ пФ/м получено $G > 80$ г/пров. Выбрано $G_1 = 100$ г/пров. с коэффициентом запаса прочности $\bar{G}/G_1 = 2,5$. \bar{G} - максимальная средняя нагрузка, при которой происходит обрыв проволоки длиной 1 м. Экспериментально определено, что $\bar{G} = 250$ г/пров. $\Delta G = G_1 - G = 20$ г/пров. перекрывает разброс в натяжении проволок.

Конструкция камер позволяет без специальной доработки заменять проволочный катод на сплошной с графитовым (либо алюминиевым) покрытием. С целью совершенствования технологии изготовления пропорциональных камер и оптимизации их рабочих характеристик на ИК МИО (см. таблицу) были установлены сплошные катоды из алюминизированной лавсановой пленки толщиной 100 мкм. Пленка крепилась на фланцы герметиком ВГО-1. Необходимое натяжение пленки обеспечивалось нагреванием в потоке горячего воздуха. Контроль натяжения осуществлялся посредством измерения прогиба $2f$ в центре длинных сторон фланца. Величина прогиба f соответствует равномерной нагрузке q , вычисляемой по формуле $q = 4 \pi^2 E I f / \rho^4$, где $E = 7 \cdot 10^{10}$ Н/см² - модуль упругости диалеминия, $I = \pi h^3 / 12$ - осевой момент инерции прямоугольника (сечение фланца). При $b = 1$ см, $h = 8$ см, $\rho = 100$ см и фиксированном прогибе $2f = 0,2$ мм, соответствующая нагрузка $q \approx 119$ кг/м. При таком натяжении величина прогиба Δy катодной плоскости в центре вследствие притяжения к аноду ≈ 20 мкм, что существенно меньше погрешности в зазоре $\Delta L \approx 100$ мкм, обусловленной механической точностью изготовления. Для оценки использована формула $\Delta y = (H C u)^2 / 64 \epsilon_0 q S^2$, где H - площадь катода, $u = 5000$ В.

Каждый катод поделен на две секции, включенные параллельно через ограничивающие 1 МОм сопротивления. Необходимая прямоугольная форма катодных секций достигалась травлением не изолированных участков алюминиевого покрытия водным раствором каустической соды. Крепление высоковольтных выводов к алюминию осуществлялось токопроводящей смесью: графит - эпоксидная смола - отвердитель - ацетон в объемном соотношении 0,530: 0,175: 0,035: 0,260. Электрическое сопротивление контакта ≈ 5 кОм.

Все камеры были испытаны на стенде. Исследования проводились с коллимированным β -источником ^{90}Sr при загрузке $\approx 10^4$ импульсов/с. пров. Газовая смесь - аргон, насыщенный парами металла при 10°C . Результаты стендовых исследований характеристик ПК 960x448 мм^2 представлены на рис.2. Из рисунка видно, что при увеличении диаметра анодных проволок от 20 до 28 мм плато рабочих напряжений уменьшается на 500 В в случае проволочных катодов и на 100 В в случае сплошного катода. Шумы с проволок отличаются незначительно. Разница в началах плато эффективности $\mu_{\text{сет.}} - \mu_{\text{см.}} \approx 400$ В, при одинаковом диаметре анодных проволок (28 мм), обусловлена различным распределением электрического заряда в плоскости катода. При однородном распределении заряда (сплошной катод) необходимое газовое усиление достигается с меньшей разностью потенциалов, это уменьшает вероятность вторичных процессов, приводящих к электрическому пробое и позволяет фиксировать более стабильный режим работы ПК.

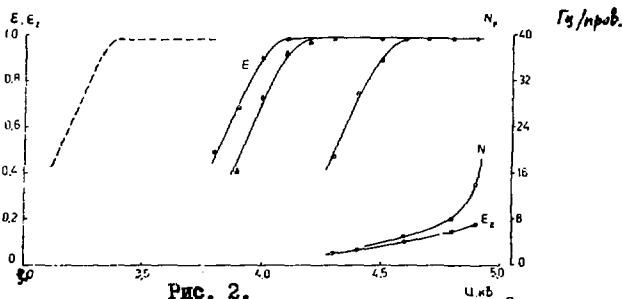


Рис. 2.

Счетные характеристики пропорциональных камер ПК 960x448 мм^2 в зависимости от напряжения U : E - эффективность регистрации одиночных частиц; N - шум с анодных проволок; E_2 - вероятность регистрации двойных кластеров; \circ - 20 мм проволоки, сетчатый катод; \triangle - 28 мм проволоки, сетчатый катод; \bullet - 28 мм проволоки, сплошной катод. Пунктиром показана функциональная зависимость $E_2 = f(U)$ для ПК 576x384 мм^2 /1/ (чувствительность усилителей 1,5 мкА).

Таким образом, применение сплошного катода видится оптимальным, как с точки зрения упрощения технологии изготовления ПК больших размеров, так и использования более прочной проволоки большого диаметра. Долговечность тонкого Al -покрытия определяется суммарным зарядом тока ионизации $\approx 0,25 \text{ Кл/см}^2$, что соответствует предельной экспозиции (при коэффициенте газового усиления 10^5) $\sim 10^{11}$ частиц/см.

Л и т е р а т у р а

1. Батников С.И. и др. - Препринт ИЯЭВ 84-216, Серпухов, 1984.
2. J.Va'vra - SLAC-PUB-3882, 1986.

МНОГОВОЛОЧНЫЕ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ КАМЕРЫ
ДЛЯ ШИРОКОАПЕРТУРНОГО МАГНИТНОГО СПЕКТРОМЕТРА

А.Н.Алексеев, Е.Т.Богданов, М.Е.Витневский,
А.М.Дипкин, Р.А.Меньшиков, А.А.Недосекин,
В.А.Садыков, В.И.Чистилин

Институт теоретической и экспериментальной физики,
Москва

Многопроводочные пропорциональные камеры (МПК) разработаны и изготовлены для проведения исследований в пучках большой интенсивности и изучения процессов с большой множественностью вторичных частиц, характерной для взаимодействия ядер с ядрами при высоких энергиях, а также отделения редких процессов от фоновых.

Изготовлены камеры с вертикальными (Y) и горизонтальными (Z) сигнальными проводочками с шагом $S = 2,5$ мм, а также наклонными и Z на $\pm 37^\circ$ с шагом $S = 2$ мм (рис.1.). Величина зазора между анодными и катодными плоскостями составляет $d = 7$ мм. Размеры чувствительной области камер, собранных в блоки, $0,48 \times 1,28 \text{ м}^2$ и $0,88 \times 1,84 \text{ м}^2$.

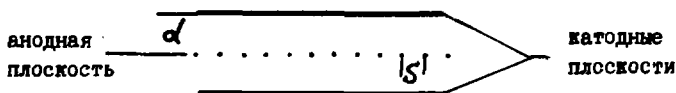


Рис.1. Конструкция анодных и катодных плоскостей МПК.

При разработке и изготовлении камер использованы результаты работ /1,2/, дополненные новыми решениями в конструкции камер, технологии их изготовления и электронике съема информации с МПК.

В конструкции предусмотрена возможность собирать камеры в блоки, что позволяет достигнуть универсальности. Блок может содержать Z - и Y -проекции и плоскости с проволоками, расположенными под углом к ним. В конструкции применены устройства, позволяющие снять деформацию рамок камер от натяжения пленки и проволоки, суммарная нагрузка

в блоке составляет 5300 Н/м. С помощью этих устройств легко производится сборка камер, а при необходимости производится ремонт без полной разборки блоков.

В камерах в качестве катодных электродов используется полиэтилентерефталатовая пленка толщиной 20 мкм, на которую нанесено электропроводящее покрытие (сажа + смола ТФ-60 толщиной 14 мкм), имеющее сопротивление 400 Ом/см. Пленка натягивалась с усилием 600-700 Н/м. Применение пленки позволяет улучшить характеристики камер по сравнению с проволочными катодами.

Для изготовления сигнальной анодной плоскости использовалась золоченая проволока из вольфрам-ренийевого сплава ВР-20 диаметром 20 мкм. Натяжение проволоки составляло $(0,63 \pm 0,03) \text{ Н}$ и было выбрано из условий надежной работы камер в температурном диапазоне от 10°C до 35°C и обеспечения механической устойчивости сигнальных проволок в электростатическом поле.

Для удержания проволок в плоскости были введены поддерживающие линии, представляющие собой проволоку из бериллиевой бронзы в полихлорвиниловой изоляции.

Разработанная нами электроника съема информации с МПК ^{/3/} обладает высокой чувствительностью, малым уровнем шумов и слабыми межканальными связями. Для включения МПК в логику отбора событий предусмотрен вывод сигналов "быстрое ИЛИ" от групп, каждая из которых объединяет 8 проволок.

Технические характеристики канала регистрации (рис.2): минимальный порог срабатывания по току - 0,8 мкА, входное сопротивление - 250 Ом, разброс времени задержки срабатывает по выводу "быстрое ИЛИ" - 25 нс, разрешающее время регистрации - 100 нс, подавление перекрестных наводок с канала на канал - 36 дБ.

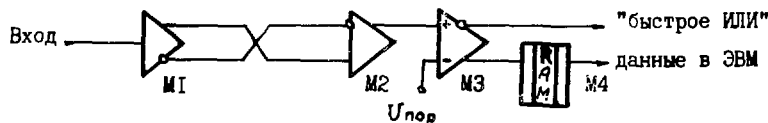


Рис.2. Схема канала регистрации сигнала МПК.

М1-1/4 К500ЛМ101, М2-1/4 К500ЛП115, М3-К521СА4, М4-К155РУ2.

Принцип работы подобной схемы регистрации описан в работе ^{/3/}. Задержка сигнала с камер подбирается кратной периоду смены адресов ОЗУ М4 (частота до 20 МГц, адрес в коде Грея). Главным достоинством такой схемы является возможность быстрой проверки системы и перестройки временных согласований.

Конструктивно комплект электроники для съема сигнала состоит из:
 а) 32-канального блока предусилителей сигнала, расположенного на камере;
 б) 32-канального блока формирования и запоминания сигнала, расположенного в стойке.

Возможна скорость считывания информации в ЭВМ максимально допустимая для интерфейсных систем типа "Вектор - Камак".

Измерение эффективности регистрации частиц в зависимости от напряжения и ширины плато на уровне 99% эффективности МПК размером $0,48 \times 1,28 \text{ м}^2$ проводились на стенде от γ - источника Fe^{55} и β - источника Sr^{90} для различных составов газа и порогов регистрирующей аппаратуры. Результаты измерений представлены на рис.3.

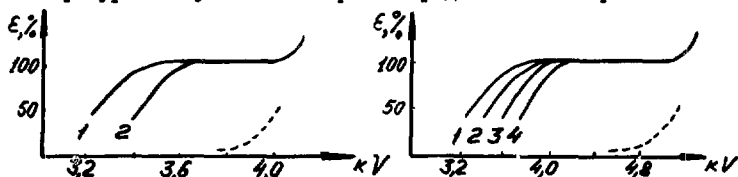


Рис.3. Зависимость от напряжения эффективности регистрации для составов газа:

а) 70% Ar + 30% CO_2 б) 70% Ar + 29,8% изобутан + 0,2% фреон;
 при порогах регистрирующей аппаратуры 1 - I = 1,5 мкА, 2 - I = 3 мкА,
 3 - I = 4,5 мкА, 4 - I = 6 мкА.

Из приведенных зависимостей следует, что при порогах до 3 мкА можно работать с газовой смесью $Ar + CO_2$ (ширина плато при эффективности 99% - более 250 В) и порогах до 8 мкА - на смеси аргон+изобутан+фреон (ширина плато - 400 В).

Для разработанных и изготовленных МПК характерны малые разбросы коэффициента газового усиления по всем проводочкам области камер. Уменьшение эффективности регистрации в районе поддерживающей линии удастся компенсировать подачей отрицательного напряжения (порядка 2000 В) на поддерживающую линию.

Проведенные испытания показали удовлетворительные характеристики, высокую эксплуатационную надежность и удобство в работе изготовленных МПК и электроники съема информации.

Литература

1. Hammarstrom R. et al. - Nucl.Instr.Methods, I76, 1980, p.135.
2. Вишневский А.В., Голутвин И.А. и др. - ПТЭ, № 3, 1979, С.60-63.
3. Богданов Е.Т., Меньщиков Р.А. и др. - Препринт ИТЭФ 86-192, 1986.

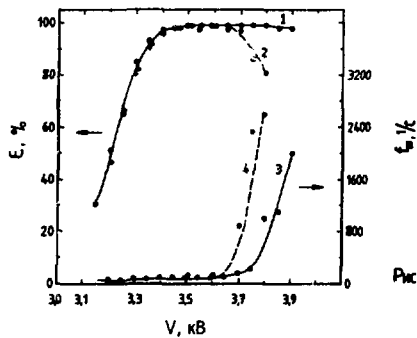
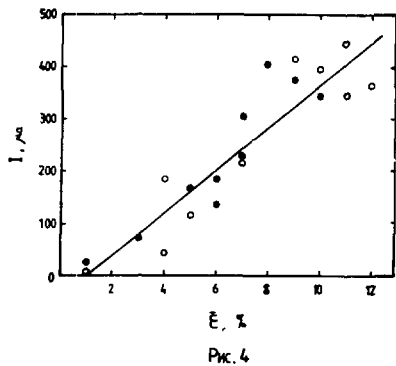
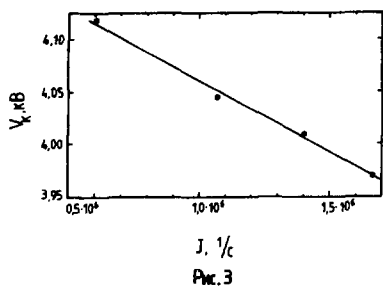
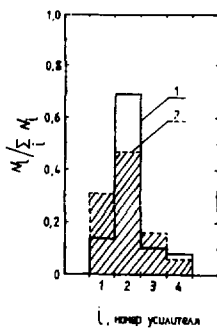
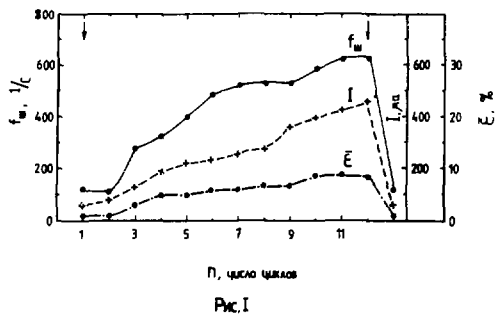
ИМПУЛЬСНОЕ ВЫСОКОВОЛЬТНОЕ ПИТАНИЕ КАК СПОСОБ
УЛУЧШЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ КАМЕР
ПРИ РАБОТЕ В ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКАХ

В.И.Лаврентьев, А.А.Морозов, В.К.Мялицин, Б.В.Чуйко

Институт физики высоких энергий, Серпухов

При использовании в пропорциональных камерах (ПК) газовых смесей с углеводородными добавками в результате полимеризации продуктов диссоциации углеводородов катодный электрод покрывается тонкой диэлектрической плёнкой^{1/}. После длительной эксплуатации пропорциональных камер установки ПРОЗА, продуваемых магической смесью^{2/}, на их катодах в зоне прохождения пучка (размером $30 \times 30 \text{ мм}^2$) также было обнаружено пятно налёта толщиной $5 + 7 \text{ мкм}$.

Как известно^{3/}, старение ПК проявляется в появлении значительного темнового тока при облучении камеры пучком и приводит, как следствие, к падению её эффективности. На рис.1 показано нарастание во времени (от числа циклов n ускорителя) темнового тока I сразу после подачи на камеру высоковольтного (ВВ) питания в присутствии интенсивного пучка ($J = 1,7 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ или $2,5 \cdot 10^6$ частиц за сброс $1,5 \text{ с}$). Одновременно измерялась неэффективность камеры $\bar{\epsilon}$ и частота $f_{\text{ш}}$ шумовых импульсов (в период между циклами ускорителя) с выходов "ИЛИ" 32-канальных усилителей УП-32. Видно, что поведение во времени всех трёх величин одинаково. Характерный скачок в шумовой характеристике свидетельствует о том, что в данном случае появление темнового тока связано с эффектом Мальтера^{4/}. В пользу этого говорит представленная на рис.2 пространственная корреляция между распределением по камере шума (кривая 2, выход "ИЛИ"), пучковых частиц (кривая 1) и налёта полимера. Кроме того, отсутствие темнового тока и шумов в камере после длительного отсутствия облучения свидетельствует о том, что их источником не является налёт на анодных проволоках, который обладает проводимостью^{5/}. На рис.3 изображена зависимость ВВ-напряжения V_k , при котором начинается непрерывный во времени рост темнового тока, т.е. наступает конец плато, от интенсивности пучка J . Видно, что ширина плато уменьшается на 135 В при увеличении интенсивности на 1 миллион.



Неэффективность камеры $\bar{\epsilon}$ прямо пропорционально связана с величиной темнового тока I (рис.4). Время, за которое темновой ток нарастает до величины, начинающей влиять на неэффективность ПК, составляет несколько циклов ускорителя (20 + 30 с). Поэтому естественным способом восстановления эффективности ПК будет обесточивание межэлектродного объема, достигаемое однократным снятием ВВ-напряжения^{16/}. Для уменьшения динамических нагрузок на электроды ПК при импульсном ВВ-питании снижение и восстановление напряжения осуществлялось по линейному закону за время 1,5 с.

На рис.5 показана зависимость эффективности ϵ камеры и частоты шумовых импульсов f_{ω} от напряжения V при постоянном (кривые 2 и 4) и импульсном (кривые 1 и 3) высоковольтном питании при $J = 1,8 \cdot 10^6$ частиц/с. При импульсном ВВ-питании диапазон рабочих напряжений увеличивается на 250 В. В соответствии с рис.3, это позволяет увеличить интенсивность пучка до $3,7 \cdot 10^6$ с⁻¹ или до $5,5 \cdot 10^6$ частиц за сброс.

Л и т е р а т у р а

1. Va'vra J. - Preprint SLAC-PUB-3882, 1986.
2. Bouclier R., Charpak G., Dincowski Z. et al. - Nucl. Instr. and Meth., 1970, v.88, p.149.
3. Charpak G., Fisher H.G., Gruhn C.R. et al. - Nucl. Instr. and Meth., 1972, v.99, p.279.
4. Maltz L. - Phys. Rev., 1936, v.50, p.48.
5. Sauli F. - Preprint CERN-EP/B6-24.
6. Sauli F. - Preprint CERN 77-09, 1977.

РЕГИСТРАЦИЯ ПЕРВИЧНОЙ ИОНИЗАЦИИ В ГАЗЕ
ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ КАМЕРОЙ С ПРОДОЛЬНОМ ДРЕЙФОМ
МЕТОДОМ СЧЕТА КЛАСТЕРОВ

В.А.Поляков, В.И.Рыкалин

Институт физики высоких энергий, Серпухов

В настоящее время во многих физических экспериментах на ускорителях применяются детекторы-идентификаторы, основанные на измерении потерь энергии на ионизацию в газе/1,2/. В связи с небольшой разницей в величине ионизационных потерь и большими их флуктуациями/3/ эффективная сепарация частиц достигается путем многократного измерения ионизации и специальных алгоритмов обработки.

При прохождении заряженной частицы через слой газа образуются электроны первичной ионизации, флуктуации их числа описываются распределением Пуассона, которое значительно симметричнее и уже распределения ионизационных потерь энергии. Таким образом, эффективная идентификация частиц, основанная на измерении первичной ионизации, возможна при меньшей длине детектора и значительно более простой и дешевой электронике.

В работах /4,5/ А.Н. Walenta предложил регистрировать первичную ионизацию в газе при помощи проволочной камеры с продольным дрейфом методом счета кластеров. Так, в работе /4/ было зарегистрировано 12,2 кластера с 1 см аргона, что составляет около 30% от их общего числа. Причины низкой эффективности подробно разобраны в работах/4-7/. Так как значительная часть кластеров первичной ионизации состоит из одиночных электронов и среднее расстояние между ними составляет доли миллиметра/3/, то для получения высокой эффективности регистрации кластеров необходимо работать при газовом усилении $\sim 10^6$ и иметь временное разрешение ~ 5 нс/6,7/.

Одним из путей решения этих проблем является использование электролюминесценции, возникающей в газоразрядных камерах при развитии электронных лавин. По данным работ /8-10/ можно добиться длительности световых сигналов менее 10 нс и световых выходов, достаточного для эффективной регистрации одиночных электронов при газовом усилении 10^4-10^5 .

Схема конструкции электролюминесцентной камеры с продольным дрейфом представлена на рис. 1. Камера имеет рабочую площадь 30×30 мм² и состоит из дрейфового промежутка длиной 5 см (I), плос-

копараллельного пропорционального счетчика толщиной 2,5 мм (8) и фотоумножителя ФЭУ-85 (4), который отделяется от рабочего объема тонким окном из MgF_2 (3). Катоды пропорционального счетчика (7) и электрод, ограничивающий дрейфовый промежуток (5), изготовлены из провололочной сетки с оптической прозрачностью 85% и шагом 1,5 мм. Боковые поверхности дрейфового промежутка сделаны из стеклотекстолита с медными полосками шириной 1мм и шагом 5мм(6).

В качестве рабочей выбрана газовая смесь $Ne + 2\% \text{ ацетона} / 9-10\%$. У неона среди благородных газов наблюдается максимальная разница между минимумом ионизации и плато Ферми (рис.2)/3/. Суммарное быстродействие канала электроники, ФЭУ и камеры составляло ~ 10 нс.

Измерения были проведены на 18 канале ускорителя ИФЭЗ при импульсе 5 и 10 ГэВ/с. Для идентификации частиц использовались три пороговых черенковских счетчика. Распределения числа кластеров с первого сантиметра дрейфа для π и e при 5 ГэВ/с приведены на рис.3а и для π и p при 10 ГэВ/с - на рис. 3в. При увеличении дрейфового промежутка, с которого регистрируются кластеры, до 5см их распределение становится значительно шире пуассоновского (рис. 3б).

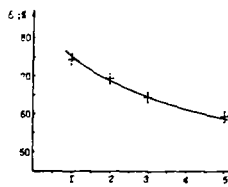


Рис. 4

ров от времени дрейфа, она хорошо аппроксимируется формулой.

$$\xi = \xi_0 \cdot e^{-T/\tau}$$

при $\xi_0 = 81\%$, $\tau = 14$ мкс (сплошная кривая на рис.4),

где T - время дрейфа, τ - среднее время жизни электронов до захвата электроотрицательными примесями, ξ_0 - эффективность регистрации при $T = 0$. Отличие ξ_0 от 100%, в основном, связано с проз-

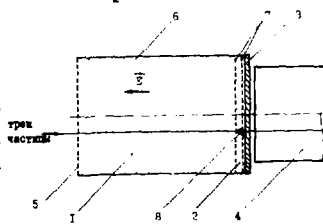


Рис. 1

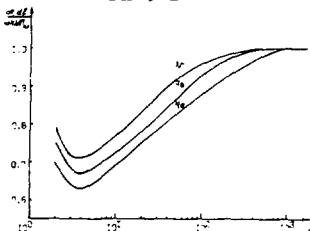


Рис. 2

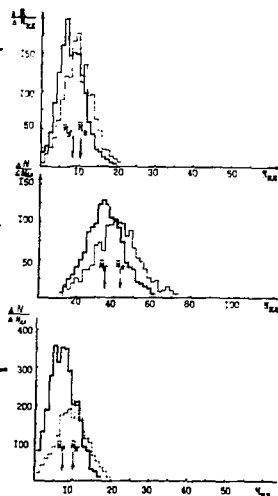


Рис. 3

рачностью для электронов сеточного электрода, разделяющего дрейфовый промежуток и пропорциональный счетчик.

На основании полученных экспериментальных результатов при исследовании регистрации кластеров первичной ионизации в электролюминесцентной камере с продольным дрейфом было проведено моделирование методом Монте-Карло характеристик полномасштабного детектора, состоящего из 50 камер с общей длиной 100 см. На рис. 5 показаны полученные распределения числа кластеров для π и e при 5 ГэВ/с. Результаты моделирования коэффициента сепарации в области 1+30 ГэВ представлены на рис.6, где $S_{n,m} = \frac{|A_n - A_m|}{1/2(\sigma_n + \sigma_m)}$. $A_{n,m}$ и $\sigma_{n,m}$ - среднее и среднеквадратичное отклонение соответствующих распределений для частиц сорта n и m .

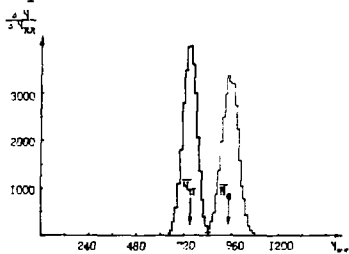


Рис. 5

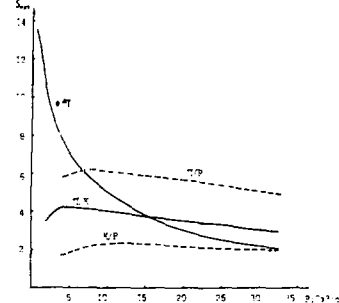


Рис. 6

ЛИТЕРАТУРА

1. Walenta A.H., Phys. Scripta 23, 4:1 (1981) 353.
2. Будагов Д.А., Мерзон Г.И., Ситар Б., ЭЧАЯ, 1983, т.14, в.3, в.648
3. Асосков В.С. и др. Труды ФИАИ им. Лебедева, 1983, т.140, с.2.
4. Walenta A.H., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-26 (1979) 73.
5. Renak P., Walenta A.H., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-27 (1980) 54.
6. Lapique F., Piuz F., Nucl. Inst. and Meth. 175 (1980) 297.
7. Будагов Д.А. и др. Препринт ОИЯИ I3-82-717.
8. Anderson D., Charpak G., Preprint CERN-EP/82-52.
9. Головкин С.В. Препринт ИФВЭ 79-83, Серпухов, 1979.
10. Поляков В.А. и др. Препринт ИФВЭ 86-128, Серпухов, 1986.
11. Sanford P.W., Nature 295 (1982) 678.

ВОЗМОЖНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО СИГНАЛА В ПРОВОЛОЧНЫХ КАМЕРАХ С ПОМОЩЬЮ ПЛАСТИЧЕСКОГО СМЕСТИТЕЛЯ СПЕКТРА

А.Д.Волков, Б.Ж.Залиханов, Е.В.Комиссаров, В.З.Сердик, В.В.Сидоркин,
И.С.Филимонов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Еще Петер ^{/1/} отметил более высокую чувствительность оптического метода при регистрации электронных лавин в газах по сравнению с электрическим. Дальнейшие исследования ^{/2-6/} показали некоторые преимущества регистрации светового сигнала в газовых пропорциональных и проволочных камерах. Возможность работы с малым значением коэффициента газового усиления (~ 100) приводит к тому, что детектор эффективен при потоках до $3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1} \text{ мм}^2$, что на два порядка лучше, чем в пропорциональных камерах ^{/5,6/}. При γ -спектрометрии низких энергий подавляются флуктуации газового усиления и тем самым улучшается (\sim в 2 раза) энергетическое разрешение прибора ^{/2/}. Длительность сигнала электролюминесценции в газах обусловлена, в основном, временами высвечивания возбужденных состояний атомов и молекул и в некоторых газовых смесях составляет 1-2 нс, в то время как в длительность электрического сигнала основной вклад дает более медленная ионная компонента. Это преимущество позволяло авторам работы ^{/7/} детектировать электролюминесцентным методом кластеры первичной ионизации не только для заряженных частиц, но и для γ -квантов низких энергий (~ 1 кэВ). Таким образом была достигнута более высокая эффективность счета кластеров по сравнению с работами Валента ^{/8,9/}. В рассмотренных работах регистрация света осуществляется фотоумножителями, установленными в непосредственном контакте с детектирующим объемом, что ограничивает возможность создания детектора больших размеров. В работах ^{/10,11/}, выполненных в ЦЕРН и в ОИЯИ, предложен метод сбора света в проволочной камере с помощью пластиковых сместителей спектра, позволяющий создать детектор с повышенной эффективной поверхностью, приемлемый для экспериментов в физике высоких энергий. Некоторые возможности такого прибора изучены в работах ^{/12,13/}.

Исследовалась стандартная дрейфовая камера с распределенным потенциалом, оборудованная световодом, содержащим переключатель спектра, и двумя фотоумножителями для светового съема информации (рис.1). Световод расположен вблизи анодной проволоки и служит для сбора све-

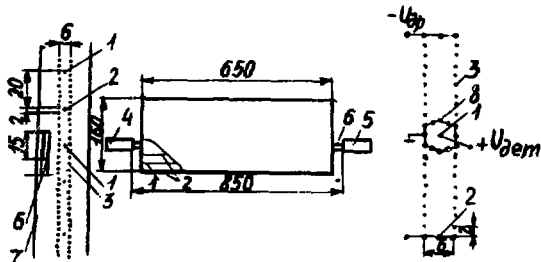


Рис.1. Схема устройства электролюминесцентной дрейфовой камеры - в центре; слева - вид сбоку в сечении; справа - модификация ячейки камеры. 1 - сигнальная проволока, 2 - потенциальная проволока, 3 - катодная проволока, 4,5 - ФЭУ, 6 - светосмещающий световод, 7 - входное мажларовое окно, 8 - разделительные сетки.

та, возникающего в электронной лавине на аноде, изотропного переизлучения и передачи света к фотоумножителям (малогабаритные ФЭУ-85) за счет полного внутреннего отражения. В качестве световода использовались пластины размером $4 \times 15 \times 850 \text{ мм}^3$ из плексигласа с переизлучателем типа ВВQ или тристирлириазолн. Эффективная площадь камеры $160 \times 600 \text{ мм}^2$. Камера продувалась смесью $87\% \text{ Ne} + 5\% \text{ CH}_4 + 8\% \text{ CO}_2$ и работала в режиме пропорционального усиления. Чувствительность детектора при этом регулируется не только напряжением на камере, но и на ФЭУ. Собственные шумы фотоумножителей подавляются выключением их в совпадения. Канал регистрации такого типа оказывается мало подверженным влиянию как высокочастотных, так и различных сетевых помех, в то время как сигнальная проволока чувствительна к ним. Существует чисто световая особенность камеры, позволяющая регистрировать сигнал одним световодом из нескольких дрейфовых ячеек и тем самым сократить число информационных каналов спектрометра ^{1/12}. При некотором напряжении на камере и на ФЭУ наблюдалось резкое увеличение скорости счета в совпадениях двух ФЭУ. Камера при этом облучалась β -источником Sr^{90} и находилась на плато по электрическому сигналу. При подаче сигналов с ФЭУ на усилители с временем интегрирования 20+50 нс скорости счета светового сигнала (в совпадениях) и электрического выравниваются. Дальнейшие наблюдения показали, что этот эффект обусловлен чувствительностью светового сигнала к кластерам ионизации, образующимся на треке частицы. Применение быстрых усилителей (100 МГц) не дает воз-

возможность регистрировать в данной геометрии кластеры электрическим методом. С целью изучения структуры кластерного сигнала дрейфовая ячейка была модифицирована (рис.1). При этом для разделения области дрейфа и области формирования сигнала были введены проволочные сетки, позволяющие регулировать дрейфовое поле независимо от напряжения на анодной проволоке. Таким образом стала возможной временная растяжка кластеров $\sqrt{8}$ и, следовательно, более эффективная их регистрация. Камера продувалась смесью 85% Ar + 15% CH_4 и при напряжении между сеткой и анодной проволокой 1550 В работала в пропорциональном режиме. Длительность светового сигнала от одиночного электрона при использовании ФЗУ-85 либо фотоумножителя XP 1020 составила $5+7$ нс по основанию. Измерения проводились двумя независимыми методами: с помощью быстрого счетчика КС 005 (быстродействие 150 МГц) и с помощью анализатора формы импульсов АФИ-16 ^{7/14}. Блок-схема электроники и процедура измерений описаны в работе ^{1/13}. На рис.2 показан пример распределения событий по числу кластеров от коллимированного источника электронов, полученного с помощью КС 005. Более полную информацию о временной структуре кластерного сигнала дают измерения, выполненные с помощью АФИ-16. Блок АФИ-16 представляет собой устройство для анализа амплитудной и временной структуры сигнала с частотным

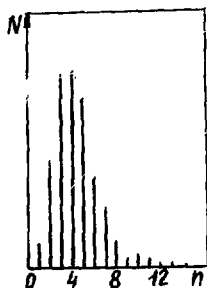


Рис.2. Распределение по числу кластеров, измеренное с помощью счетчика КС 005, $E_{др.} = 50$ В/см, $\bar{n} = 4,438$.

спектром 150÷200 МГц общей длительностью до 96 нс. Время дискретизации, определяющее цену канала во временной шкале, можно изменять в пределах 2,3,4,5,6 нс, при этом анализируемый в сигнале диапазон составляет от 32 до 96 нс. Для исследования полной структуры кластерного сигнала в управление блоком дискретным образом вводилась задержка, равная полному диапазону по времени, перекрываемому прибором в выбранном режиме работы. Результат такого измерения среднего числа кластеров по интервалам показан на рис.3. На рис.4 показаны зависимости среднего числа кластеров \bar{n} и среднего временного интервала между ними Δt от дрейфового поля в диапазоне полей от 20 В/см до 300 В/см при времени дискретизации 6 нс. При этом анализировались только первые 96 нс структуры кластерного сигнала. В графиках наблюдается минимум при дрейфовых полях ~ 200 В/см, который соответствует максимальной скорости дрейфа, что согласуется с существующими эксперименталь-

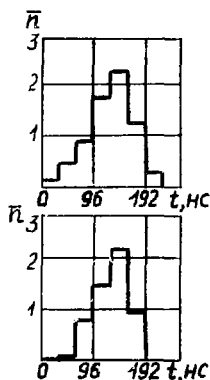


Рис.3 Временная структура кластерного сигнала:
а - при дрейфовом поле 40 В/см; б - 100 В/см. Измерения на АФИ-16, время дискретизации 2 нс.

Цель данной работы состояла в проверке предложенного подхода регистрации электролюминесцентного сигнала на конкретном детекторе со стандартной геометрией. Независимое измерение положения нескольких кластеров позволяет улучшить пространственную точность дрейфовой камеры ^{/9/}, так как при этом значительно уменьшается вклад диффузии по сравнению со стандартным методом и подавляется вклад, обусловленный флуктуациями плотности первичной ионизации. Специфика работы камеры с временной растяжкой дает возможность существенно улучшить такой важный параметр, как пространственное разрешение двух треков ^{/15/}. В проблеме идентификации адронов высоких энергий (~10 ГэВ) методом счета кластеров повышение эффективности их регистрации позволяет значительно оптимизировать детектор ^{/16/}.

Литература

1. Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах. Изд. "Мир", М., 1968, с.66.
2. Policarpo A.J.P.L. NIM, 1970, 77, p.309.
3. Policarpo A.J.P.L. NIM, 1972, 102, p.337.

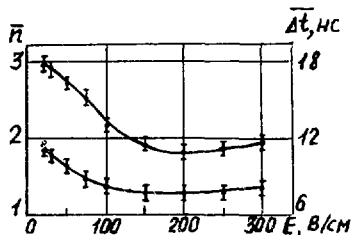


Рис.4 Зависимость: 1 - среднего числа кластеров \bar{n} и 2 - среднего интервала между ними $\Delta \bar{t}$ от дрейфового поля (первые 96 нс структуры сигнала). Время дискретизации АФИ-16 6 нс.

ными данными для исследованной газовой смеси. С уменьшением дрейфового поля и, следовательно, скорости дрейфа виден рост как среднего интервала между кластерами, так и среднего числа вследствие повышения эффективности их регистрации.

4. Анохин М.В. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 1973, 8, с.362.
5. Charpak G., Majewski S., Sauli F. NIM, 1975, 126, p.381.
6. Charpak G., Majewski S., Sauli F. IEEE Trans.Nucl.Sc., 1976, v.NS-23, No.1, p.202.
7. Siegmund O.H.W. et al. Nature, 1982, v.295, p.678.
8. Walenta A.H. IEEE Trans.Nucl.Sc., 1979, v.NS-26, No.1, p.73.
9. Walenta A.H. NIM, 1983, 217, p.65.
10. Anderson D.F., Charpak G. Preprint CERN-EP, 82-05, 1982.
11. Бунятов С.А. и др. Материалы 3 Рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ. ОИЯИ, Р1,2,13-83-81, Дубна, 1983, с.70.
12. Волков А.Д. и др. Препринт ОИЯИ, 13-85-417, Дубна, 1985.
13. Волков А.Д. и др. ПТЭ, № 3, 1987, с.38.
14. Сазанский В.Я., Шейнгузехт А.А. Препринт ИЯФ СО АН СССР 79-37, Новосибирск, 1979.
15. Commichau V. et al. NIM, A235, 1985, p.267.
16. Larique F. and Piuз F. NIM, 175, 1980, p.297.

ПРОВОЛОЧНЫЕ ФОТОДЕТЕКТОРЫ, РАБОТАЮЩИЕ В СИЛЬНОТОЧНОМ РЕЖИМЕ

А.Ф.Бузулудков, В.Г.Васильченко, Л.К.Турчанович

Институт физики высоких энергий, Серпухов

В данной работе представлены результаты изучения проволочных фотодетекторов, работающих в сильноточном (СТ) режиме /1-5/. Под термином "сильноточный" понимается либо самогасящийся стримерный (СГС) режим, либо его смесь с гейгеровским. Основным преимуществом СТ-разряда является сочетание большого газового усиления ($K \geq 10^8$) с локализацией лавины вдоль анодной проволоки, что важно для однофотозлектронной регистрации. Исследования СТ-режима в газовых смесях с фоточувствительной добавкой триэтиламино (ТЕА) выявили дополнительные качества фотодетектора: возможность волоконно-оптического съема информации /3/ и способность работы в управляемом режиме /5/, что может компенсировать меньшую загрузочную способность СТ-режима по сравнению с пропорциональным.

СТ-режим был получен в нескольких фоточувствительных газовых смесях: $\text{CH}_4 + \text{ТЕА}$, $\text{Ne} + \text{ТЕА}$, $\text{Ne} + \text{ТЕА}$, $(\text{CH}_4 + \text{ТЕА}) + 7\% \text{N}_2$ и др. Наиболее приемлемой оказалась смесь $\text{CH}_4 + \text{ТЕА}$. В ней существует рабочая область с характеристиками "чистого" СГС-разряда /4/. При увеличении напряжения на камере к СГС-разряду добавляется гейгеровский (рис.1) /2/.

На рис. 2 показан вариант конструкции двухкоординатного СТ-фотодетектора. Координаты фотона определяются поперек анодной проволоки по времени дрейфа фотоэлектронов, вдоль проволоки - по методу деления зарядов. Пространственное разрешение было измерено для варианта конструкции с одинарной анодной проволокой и составило соответственно $2\tau = 1,9$ мм и $2\tau = 4,5$ мм /2/. Лепто-правая неоднозначность решается с помощью спаренных анодных проволочек. Эффективность разделения событий на "левые" и "правые" оказалась равной 75% /4/.

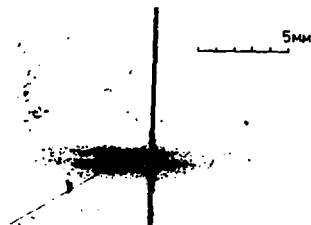


Рис. 1. Фотография СТ-разряда в камере.

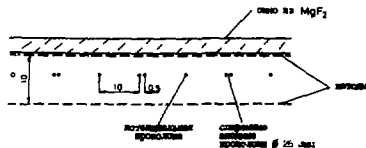


Рис. 2. Двухкоординатный СТ-фотодетектор.

При волоконно-оптическом съеме информации волокна располагались в ряд вдоль анодной проволоки с шагом 1,5 мм на расстоянии 1,5 мм от нее ^{3/}. Свет от разряда регистрировался на выходе волокон с помощью ФЭУ-85. Такой способ регистрации позволяет решать проблему неоднозначности в случае одновременного попадания нескольких фотонов в одну дрейфовую ячейку. На рис. 3 показаны средние амплитуды сигналов с ФЭУ в зависимости от номера волокна при $K = 3,6 \cdot 10^9$ (светлые точки) и $K = 1,2 \cdot 10^9$ (темные точки). Размер области облучения вдоль проволоки составлял 2 мм. Суммарная амплитуда сигнала для $K = 3,6 \cdot 10^9$ равна $N_{\text{ф.э.}} = 90$ фотоэлектронов.

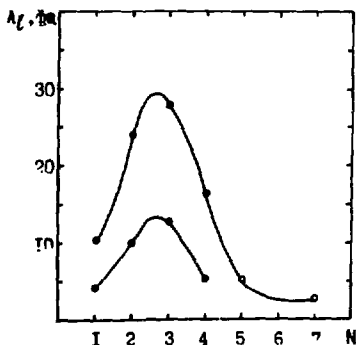


Рис. 3. Амплитуда светового сигнала на выходе волокон.

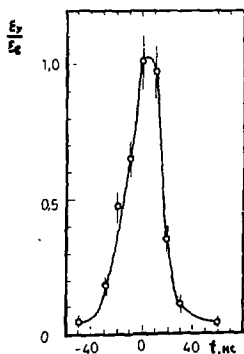


Рис. 4. Пропускание управляющего зазора в зависимости от временной задержки импульсов управления.

Большая величина сигнала в СТ-режиме, а также малая толщина области конверсии фотонов в смеси $\text{CH}_4 + \text{TEA}$ позволили применить способ управления, при котором фотодетектор становится нечувствительным

к фоновым загрузкам /5/. СТ-камера отделяется от входного окна дрейфовым промежутком, в котором размещаются управляющие сетки. Электрический потенциал на сетках "запирает" детектор и не дает фоновым фотоэлектронам пройти в область газового усиления. По внешнему триггерному сигналу на управляющие сетки подается импульсный потенциал (~ 200 В), который "отпирает" детектор на время прохождения "триггерных" фотоэлектронов через управляющий зазор. На рис. 4 показано отношение эффективности детектора в управляемой моде к эффективности в статической моде "пропускания" в зависимости от задержки между управляющим и триггерным импульсами. Видно, что в максимуме пика это отношение близко к единице. В диапазоне фоновых загрузок вплоть до $5 \cdot 10^5$ ф.э./мм·с на анодную проволоку не было обнаружено ограничений на работу детектора, обусловленных накоплением пространственного заряда.

В заключение авторы благодарят Р.М.Суляева и В.И.Рыкалина за постоянный интерес и поддержку работы.

Литература

1. Buzulutskov A.F., Mjalitsin V.K., Konzhin A.I. e.a. - NIM, 1986, v. A242, p. 259.
2. Бузулуцков А.Ф., Васильченко В.Г., Турчанович Л.К. - ПТЭ, 1986, № 4, с. 48.
3. Бузулуцков А.Ф., Васильченко В.Г., Турчанович Л.К. - ПТЭ, 1987, № 1, с. 47.
4. Бузулуцков А.Ф., Васильченко В.Г., Турчанович Л.К. - Препринт ИФВЭ 86-103, Серпухов, 1986.
5. Бузулуцков А.Ф., Васильченко В.Г., Турчанович Л.К. - Препринт ИФВЭ 86-218, Серпухов, 1986.

ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ ДЕТЕКТОР ЧАСТИЦ С АНОДАМИ В ВИДЕ ШАРИКОВ

В.И.Травкин, Д.М.Хазинс

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В данной статье приведены результаты исследований газоразрядного детектора, анод которого выполнен в виде набора токопроводящих шариков. Интерес к такому детектору обусловлен следующими причинами. Широко распространенные многопроволочные камеры имеют некоторые общие недостатки:

1) Поверхность этих камер не может иметь произвольной формы, например сферической. Обычно используются плоские либо цилиндрические конфигурации.

2) Проволоки в камере находятся в напряженном состоянии и эпизодически рвутся.

3) Затруднено одновременное измерение двух координат частиц при регистрации многочастичных событий.

Этих недостатков лишены игольчатые камеры /1-5/, в которых анод выполнен в виде набора игл. Однако рабочая поверхность этого анода (кончики игл) имеет неправильную и плохо контролируемую форму. Это приводит к резкой зависимости эффективности регистрации от координаты прошедшей частицы, низкой общей эффективности детектора и к обостренной чувствительности характеристик камеры к напряжению питания детектора.

Интересные результаты были получены в детекторе с одиночным штырьковым анодом и насадкой в виде шарика /6,7/.

Конструкция исследованной нами многоанодной камеры размером 15х15 см с анодами в виде шариков представлена на рис.1. Камера сос-

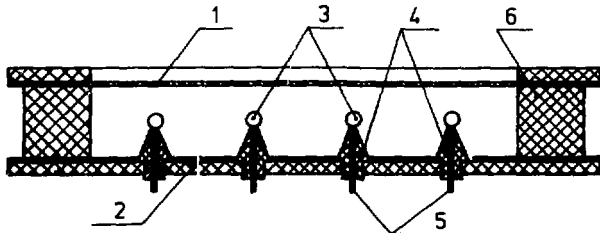


Рис.1. Детектор частиц с анодами в виде шариков: (1) - верхний катод, (2) - нижний катод, (3) - шаровые аноды, (4) - изоляторы, (5) - проводники, (6) - изоляционная рамка.

тоит из двух плоских катодов (1,2) на расстоянии 11 мм друг от друга, которое задается изоляционной рамкой (6). В медианной плоскости камеры с шагом 15 мм установлены стальные шарики (3) диаметром 2 мм. Шарики приварены к выводам (5), которые выполнены из латунной проволоки диаметром 0,8 мм. Для изоляции выводов от катода служат фторопластовые изоляторы (4). Шарики через один (в шахматном порядке) подключены к положительному полюсу источника питания и образуют анод камеры; остальные шарики соединены с катодом. Камера продувается газовой смесью из аргона, метана и метилалла в соотношении (3:1:1).

При исследовании работы камеры с помощью β -источника 90 и широкополосного усилителя (постоянная интегрирования ≤ 5 нс) мы не наблюдали никаких сигналов, амплитуда тока которых на выходе камеры превышала бы 1 мкА, до тех пор, пока напряжение на камере не достигло $U = 5,3$ кВ. Начиная с $U \approx 5,3$ кВ на выходе камеры появляются сигналы с амплитудой тока 0,3 мА, длительностью переднего фронта 10 нс, длительностью спада 75 нс. При дальнейшем повышении напряжения растет частота и амплитуда сигналов.

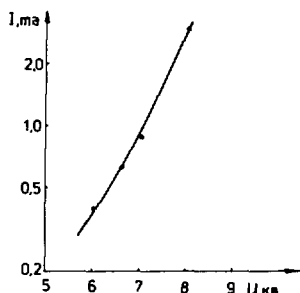


Рис. 2. Зависимость средней амплитуды сигнала от напряжения питания камеры.

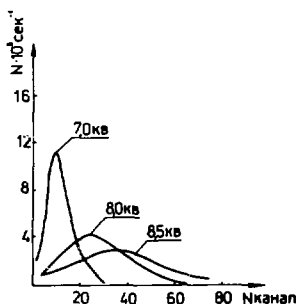


Рис. 3. Амплитудные распределения сигналов при разных напряжениях питания.

На рис. 2 показана зависимость средней амплитуды сигналов с камеры от напряжения, на рис. 3 — форма амплитудного распределения сигналов при разных напряжениях питания камеры, на рис. 4 — счетные характеристики камеры. При измерении счетных характеристик порог регистрации сигналов составил 15 мкА.

Из графиков, представленных на рис. 4, следует, что шариковая камера характеризуется высокой эффективностью регистрации заряженных частиц $\sim 96\%$ и имеет широкий диапазон рабочих напряжений $\Delta U \approx 1$ кВ.

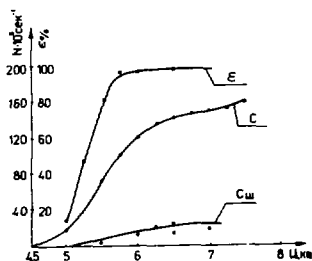


Рис. 4. Счетные характеристики камеры: зависимости скорости счета (C) камеры при облучении ее β -частицами, эффективности регистрации (ϵ) космических частиц и интенсивности шумовых импульсов ($C_{ш}$) от напряжения питания камеры.

длительность, внезапное появление сигналов сразу большой амплитуды при повышении напряжения) очень похожа на характеристики самогасящегося стримерного режима работы проволочных камер ^{18/}.

Выводы

Как видно, применение анодов в виде шариков позволяет создать многоанодный детектор частиц с высокой эффективностью и широким плато счетной характеристики в тех случаях, когда необходимость создания надежного детектора сложной формы (например, в виде сферической поверхности) или требование двухкоординатной регистрации многочастичных событий выступают на первый план.

Литература

1. Comby G. e.a. NIM, 174 (1980) 77-107.
2. Comby G. e.a. NIM, 176 (1980) 313.
3. Comby G. and Mangeot Ph.- IEEE Trans. NS-27, 1980, No 1, 106.
4. Comby G. e.a. DPhPE 80-02, Saclay, March 1980.
5. Ю.В.Петрикин и др. Газоразрядный детектор электронов. Авторское свидетельство СССР № 915125. Опубликовано в ОИ 29.03.82 г., № II, с.206.
6. Bateman J.E. NIM, A240 (1985) 177-187.
7. Bateman J.E. NIM, 238 (1985) 524.
8. Alekseev G.D. et al. NIM, 177 (1980) 385.

Однако во всем рабочем диапазоне в камере наблюдаются искровые пробои по газовому объему. Их частота невелика ($0,1 \text{ с}^{-1}$) и они не снижают заметным образом эффективности камеры.

Для определения нагрузочной способности камеры мы измеряли ее эффективность к космическим лучам при дополнительном облучении камеры β -источником. Оказалось, что при нагрузке $\sim 10^4 \text{ част.} \cdot \text{с}^{-1}$ на один шаровой анод эффективность камеры на плато счетной характеристики падает до 70%. Кроме того, необходимо учитывать, что при такой нагрузке ($\sim 10^4 \text{ част.} \cdot \text{с}^{-1}$ на 1 шарик) начало плато счетной характеристики смещается вверх по напряжению на $\sim 2 \text{ кВ}$.

Совокупность характеристик камеры (большая амплитуда сигнала, его малая

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАВИННОГО ДЕТЕКТОРА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ

Г.В.Карпенко, Э.В.Крумштейн, В.В.Токменин, Д.М.Хазинс,
Н.Н.Хованский

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Лавинные детекторы в настоящее время получили широкое распространение в физике тяжелых ионов. Они имеют хорошее временное разрешение, достигающее $0,14$ нс ^{/1/}, довольно большую амплитуду сигнала ~ 100 мкА ^{/2/} (величина заряда в сигнале ~ 1 пКл) и необыкновенно высокую нагрузочную способность ^{/3/} $\sim 2 \cdot 10^7$ част.мм⁻².с⁻¹. Координатное разрешение этих детекторов также должно быть очень хорошим, в работе ^{/4/} получена экспериментальная оценка $\sigma_x = 25$ мкм.

Очевидно, что детектор с такими свойствами был бы очень полезен для физики высоких энергий. В литературе ^{/4-II/} описан ряд попыток применения лавинных детекторов для регистрации релятивистских частиц. Данная работа представляет собой еще одну попытку подобного сорта, предпринимаемую с целью создания прецизионного координатного детектора с высокой нагрузочной способностью.

Главная трудность состоит в том, что в однородном электрическом поле лавинного счетчика размер электронной лавины экспоненциально зависит от расстояния между точкой образования первичного электрона и анодом, (в отличие от проволочных пропорциональных счетчиков, в которых амплитуда сигнала не зависит от координаты прохождения частицы). А поскольку плотность ионизации от релятивистской частицы пересекающей детектор, в тысячи раз меньше, чем от медленного многозарядного иона, и сильно флуктуирует, то это приводит к очень большому амплитудному разбросу выходного сигнала. К тому же, если появляются большие лавины с зарядом в несколько пикокулон, то они переходят в стримера и вызывают искровой пробой.

Наиболее очевидный способ уменьшения флуктуаций состоит в повышении давления газа в детекторе. Оценки показывают, что для аргона при $p d \sim 1$ атм.см (p — давление газа, d — межэлектродный зазор детектора) амплитудный разброс из-за пространственного распределения центров ионизации становится сравнимым с флуктуациями Ландау. Однако повышение давления газа требует увеличения рабочего напряжения. Экстраполяция параметров лавинных детекторов для тяжелых ионов, в которых обычно используются высокомолекулярные органические газы при давлении $p \geq 10$ Торр и зазоре $d = (1-5)$ мм, приводит к оценке напряже-

ния питания детектора релятивистских частиц с подобным наполнением: $U \sim 40-60$ кВ. Это неприемлемо из-за большой мощности, выделяющейся в искре в случае пробоя; она пропорциональна квадрату напряжения питания детектора.

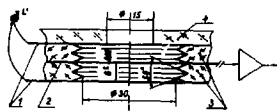


Рис. 1

Для снижения рабочего напряжения нужно уменьшать количество органических газов в детекторе и заменять их благородными газами. В наших исследованиях выяснилась и другая причина, которая требует сведения к минимуму количества органических газов в детекторе. Если детектор в какой-то момент входит в режим искрового пробоя, то в месте прохождения искры на электродах образуется нагар, который в дальнейшем служит источником самоподдерживающегося искрового разряда.

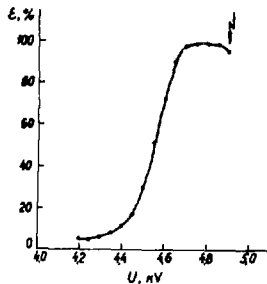


Рис. 2

Устойчивую работу лавинного детектора нам удалось получить при наполнении его аргоном с добавкой изобутана 0,5% при давлении 2 атм. Схема детектора показана на рис. 1. Катоды (1) и анод (2) изготовлены из алюминиевой фольги толщиной 5 мкм. Существенное значение имеет форма межэлектродного изолятора (3). Нам удалось избавиться от пробоев по краям детектора, когда изолятору была придана форма, показанная на рис. 1.

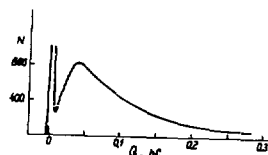


Рис. 3

Счетная характеристика для β -частиц, пересекающих детектор, при пороге регистрации сигнала 65 нА показана на рис. 4. Эффективность на плато счетной характеристики составляет $\epsilon \approx 99\%$. При напряжении $U = 4,9$ кВ начинают появляться искровые пробои, инициируемые β -частицами. Амплитудное распределение сигналов от β -частиц показано на рис. 3. Сигнал при таком газовом наполнении имеет форму, близкую к треугольной с временем нарастания ~ 100 нс и таким же временем спада.

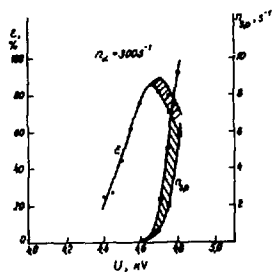


Рис. 4

Как отмечалось выше, большие лавины в детекторе могут инициировать искровые пробои. В реальном пучке частиц высокой энергии всегда содержится какое-то количество ядер отдачи или их фрагментов, кото-

рые будут создавать сильную ионизацию в газе детектора и вызывать пробой. Мы исследовали работу лавинного детектора при совместном облучении его α - и β -частицами. Загрузка детектора α -частицами составляла $\sim 300 \text{ с}^{-1}$. Как видно из рис. 4, искровые пробои от α -частиц (с частотой N_{sp}), хотя и с малой вероятностью, возникают уже при $U = 4,6 \text{ кВ}$, что приводит к падению эффективности регистрации β -частиц.

Избежать искровых пробоев можно путем увеличения чувствительности электронной аппаратуры. Если учесть, что сигнал с отдельного стрипа (предполагается разделить анод на стрипы с шириной $\sim 100 \text{ мкм}$) в несколько раз превышает по амплитуде сигнал с анода ^{18}F , то можно ожидать, что уровень шумов усилителя $\sim 10^{-15} \text{ Кл}$ (~ 6000 электрон) допустим для эффективной работы координатного детектора.

Координатное разрешение лавинного детектора ограничивается диффузией. Среднеквадратичная ширина лавины у анода может быть вычислена по формуле $\sigma = \sqrt{2 \frac{D}{v} d}$. Величина отношения коэффициента диффузии к подвижности ($\frac{D}{v}$) известна для различных газов и не превышает 10 В . При напряжении питания $U = 4 \text{ кВ}$ имеем $\sigma < \frac{d}{4}$. Флуктуации центра тяжести лавины (σ_y) должны быть \sim в 5 раз меньше.

Для детектора с зазором $d = 1,5 \text{ мм}$ имеем $\sigma_y = 20 \text{ мкм}$.

Если аргон заменить ксеноном, то $\sigma_y = 11 \text{ мкм}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Breskin, N. Zwang. Nucl. Instr. and Meth., 144 (1977) 609.
2. Y. Kyal, H. Stelzer. Nucl. Instr. and Meth., 155 (1978) 157.
3. G. Gaukler et al. Nucl. Instr. and Meth., 141 (1977) 115.
4. D. M. Potter. Nucl. Instr. and Meth., 228 (1984) 56.
5. A. Krusche, D. Bloess, F. Munnich. Nucl. Instr. and Meth., 33 (1965) 177.
6. R. Bellazzini et al. Nucl. Instr. and Meth., A247 (1986) 445.
7. R. Bellazzini et al. Nucl. Instr. and Meth., A251 (1986) 196.
8. W. R. Graves, C. Heil, M. Urban. Nucl. Instr. and Meth., 176 (1980) 229.
9. M. Urban, W. R. Graves, C. Heil. Nucl. Instr. and Meth., 188 (1981) 47.
10. C. Lu, K. McDonald, A. H. Walenta, in article H. A. Gordon, IEEE Trans. NS-29, No 1, p. 343, 1982.
11. A. Peisert. Nucl. Instr. and Meth., 217 (1983) 229;
A. Peisert, F. Sauli. Nucl. Instr. and Meth., A247 (1986) 453;
C. Gruhn et al. Nucl. Instr. and Meth., A247 (1986) 460.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИСКРОВОГО РЕЗИСТИВНОГО СЧЕТЧИКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

С.К.Котельников, Л.П.Котенко

Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

Показана возможность создания резистивных плоских счетчиков заряженных частиц площадью $0,5 \text{ м}^2$ и более с эффективностью регистрации 90%, с электродами из обычного (оконого) стекла и газовым наполнением: 50% воздуха + 50% пропана.

Регистрация нейтрино высоких энергий на больших расстояниях от источника требует создания детекторов площадью $\geq 1 \text{ м}^2$ с высоким временным разрешением: $\leq 10 \text{ нс}$, дешевых и простых в изготовлении. В этой связи нас привлекла методика так называемых искровых счетчиков с локализованным разрядом /1/ или резистивных плоских счетчиков (РПС) /2/. В ее основе лежит идея обычного искрового счетчика, в котором один или оба металлических электрода заменены на электроды с объемным сопротивлением $10^9 + 10^{11} \text{ Ом.см}$. Применение таких электродов, а также специальной смеси газов позволяет локализовать разряд, инициированный проходящей заряженной частицей в области размером $\sim 1 \text{ см}^2$ и тем самым сохранить чувствительной остальную площадь детектора. Мы применили подобную методику для создания РПС площадью $0,5 \text{ м}^2$ простой конструкции, используя в качестве электродов пластины из дешевых материалов и простое газовое наполнение.

Наш счетчик площадью $0,5 \text{ м}^2$ содержал 2 плоских электрода из оконого стекла с объемным сопротивлением $\sim 10^{11} \text{ Ом.см}$ с зазором 2 мм, определяемым фторопластовыми шайбами. Внешняя поверхность электродов находилась в контакте с алюминиевой фольгой, что обеспечивало подвод высокого напряжения ($9 + 11 \text{ кВ}$) и съем сигналов. Вся конструкция помещалась в герметичный корпус из дюралюминия (рис. 1).

Использовалась простая газовая смесь: пропан + воздух (1:1) при давлении 1 атм. Изменение содержания пропана в пределах

30% ÷ 90% не влияет на работу РПС. Счетчик может работать без перенаполнения более 1 месяца.

На рис. 2 представлена счетная характеристика РПС, полученная при экспонировании его в космических лучах. Для нее характерно наличие широкого плато (более 1 кВ) при эффективности ~90%.

На рис. 3 представлены интегральные амплитудные спектры полезных сигналов (сплошная кривая) и фоновых импульсов (пунктирная кривая) при напряжении 9,25 кВ. Из него, в частности, видно, что все импульсы, отвечающие прохождению через РПС заряженных частиц, имеют амплитуду более 0,2 В. Временное разрешение РПС, измеренное методом задержанных совпадений с телескопом счетчиков, который регистрировал прохождение космических частиц, оказалось равным 10 нс.

Конструкция счетчика позволяет легко осуществить секционирование сплошной анодной фольги на отдельные полоски шириной 3 см с промежутками 2 мм. При пороге дискриминации 10 мВ амплитуда наведенного сигнала на соседних полосках составляет не более 12% основного сигнала.

Предложенная конструкция РПС может служить основой

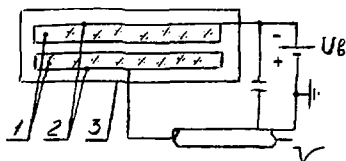


Рис. 1. Схема резистивного плоского счетчика.

1 - электроды из стекла,
2 - фольга, 3 - корпус.

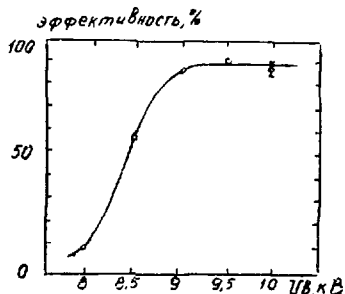


Рис. 2. Зависимость эффективности регистрации РПС от в/в напряжения. $N_{ф}$, $\mu\text{ч}$.

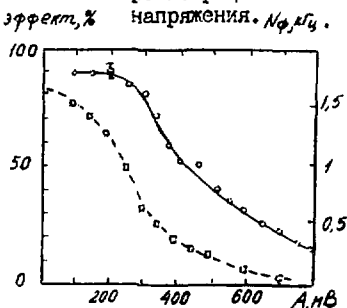


Рис. 3. Интегральные амплитудные спектры полезных сигналов (сплошная кривая, левая шкала) и фоновых импульсов (пунктирная кривая, правая шкала).

создания модулей, с помощью которых можно перекрывать большие площади, необходимые для регистрации редких событий. Эффективность регистрации может быть повышена путем уменьшения объемного сопротивления материала электродов до $10^9 \div 10^{10}$ Ом·см или использованием счетчиков с зазором более 1.

Литература

1. В.В.Пархомчук, Ю.И.Пестов, Н.В.Петровых. Препринт ИЯФ СО АН СССР 55-70, Новосибирск, 1970.
2. R.Santonic, R.Cardarelli, NIM, 187, 1981, p.377.

3. КАЛОРИМЕТРЫ С ИЗМЕРЕНИЕМ КООРДИНАТ CALORIMETERS WITH POSITION MEASUREMENTS

WARM LIQUID CALORIMETRY IN THE UAI EXPERIMENT

J. Sass

CERN, Geneva, Switzerland

1. INTRODUCTION

Calorimetry is now a fundamental technique in high-energy physics for various reasons.

- i) It gives a more precise measurement as the energy increases owing to the characteristic behaviour in $1/\sqrt{E}$ of the resolution of sampling calorimeters.
- ii) All kinds of particles—hadrons and electrons—can be measured with the same apparatus, and this allows the measurement of global quantities, such as transverse energy, whose utility has been demonstrated by experiments at hadronic colliders at CERN. Furthermore, the response to hadrons can be equalized to the response to electrons (compensation).
- iii) Lateral segmentation enables one to define clusters as the localized deposition of energy and to measure jets almost like normal particles. This kind of physics will be of primary importance in the future for detecting new particles.

The techniques used up to now in calorimetry have all suffered from a certain number of difficulties.

- i) Scintillators are quick and easy to use but they suffer from radiation. Segmentation is not easy and one has to use optical fibers to achieve $5^\circ \times 5^\circ$ granularity. Furthermore, uniformity of light collection is always a problem in a big volume such as required for a 4π detector.
- ii) Liquid argon is now under control technically. It is stable against radiation and allows a good lateral segmentation. Uniformity of charge collection is excellent. Nevertheless, the cryogenic nature of the liquid makes necessary the use of a cryostat which is voluminous and creates cracks in the detector; this may spoil the important measurement of transverse energy.
- iii) Liquids working at room temperature have been introduced recently in calorimetry. They combine the nice features of liquid argon—uniformity, stability and possibility of good segmentation—with the fact that since they do not need a cryostat they allow the building of more hermetic 4π calorimeters.

2. DIELECTRIC LIQUID AT ROOM TEMPERATURE

Physico-chemists have known for a long time that hydrocarbonic compounds exist which have the property of drifting electrons [1]. Only a few of them can be used for calorimetry: tetramethylsilane (TMS), 2-2-4-4 tetramethylpentane (TMP) and hexamethylethylenedisilane (HEDS). Their formulae are shown in Fig. 1. The main properties of some of these liquids are compared in Table I to those of argon, and commented on below.

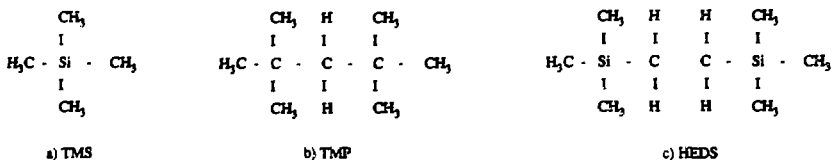


Fig. 1. Chemical formulae of various warm liquids.

Table 1
Properties of the liquids

	TMP	TMS	Argon
dE/dx (MeV/cm)	1.58	1.36	2.10
μ ($\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)	30	100	500 ^{a)}
G_{fi} (15 kV/cm)	1.37	1.42	4.4
V_d (at 15 kV/cm) (10^5 cm/s)	4.5	15	5
Flash point ($^{\circ}\text{C}$)	7	-18	
Boiling point ($^{\circ}\text{C}$)	122	26.5	-186
Dielectric const.	1.98	1.84	1.52

a) At low field values

They have a high value of G_{fi} . This quantity is the number of free-electron-ion pairs which are liberated in the liquid when 100 eV of energy are deposited. This number in liquid argon is around 4, which means that 25 eV are necessary to produce one pair. This is only true for high fields (> 10 kV/cm), where there is no recombination. In fact, at room temperature and at moderate fields, G_{fi} is no longer a constant and depends almost linearly on the electric field (Fig. 2). This is described theoretically by Onsager [2] under the name of 'geminate' recombination, where electrons produced by ionization have a certain probability of being recaptured by their parent ion. This is due to the thermal movement of the electrons and the effect is more important at high temperature. As a result, ionization does not saturate at moderate values of fields for warm liquids, contrary to liquid argon (Fig. 2). Saturation takes place for impractical fields of the order of 300 kV/cm. The immediate consequence is that less charge is liberated (a factor of 4) in TMP or TMS than in argon, and good low-noise electronics has to be designed if one wants to use warm liquids.

The drift velocity μ of electrons as a function of the electric field is shown in Fig. 3. The usual concept of mobility (ratio of velocity to field) is not adequate as saturation of velocity occurs in liquid argon above

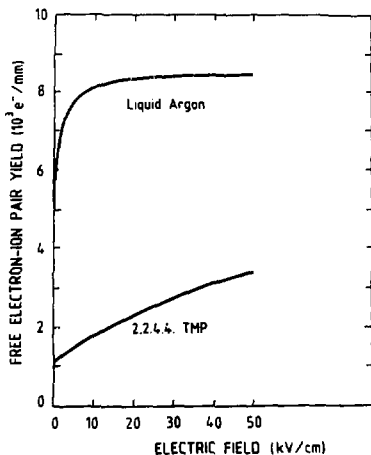


Fig. 2-Free electron yield per millimetre of minimum ionizing track as a function of electric field for liquid argon and TMP.

500 V/cm and in TMS above 20 kV/cm. Velocities in TMP and argon, at 20 kV/cm, are equal and are half of that in TMS. In this respect, warm liquids are as good as argon, and even better. For a gap of 1.25 mm, the drift-time is shown as a function of field in Fig. 4.

Liquids must not contain electron scavengers which trap the electrons on their way between the anode and the cathode. When trapped, electrons are no longer contributing to the charge impulse induced in the outside circuit and collected by the electronics. For a parallel-plate ionization chamber and an ionization uniformly distributed along a track perpendicular to the plate, the induced current, function of time, is equal to [3]:

$$I(t) = I_0(1 - t/t_d) \quad (1)$$

where t_d is the drift-time between plates.

If impurities are present, the electrons have a finite lifetime τ and the current pulse becomes:

$$I(t) = I_0(1 - t/t_d) e^{-t/\tau} \quad (2)$$

which, when integrated, shows the loss of collected charge. When $\tau \gg t_d$, this loss is equal to $\tau/3t_d$.

The lifetime τ is related to the reaction constants k_S of the electrons for each type of impurity. For one kind of scavenger S, the rate of disappearance of electrons can be written:

$$d[e]/dt = k_S[S][e] \quad (3)$$

where $[e]$ and $[S]$ are the concentrations. We deduce from expression (3) that $\tau = 1/k_S[S]$.

This relationship is shown graphically in Fig. 5 for various types of impurities. If one wants to lose less than 1% of the total charge because of scavengers, τ must be greater than $30t_d \approx 10 \mu s$. For oxygen, this

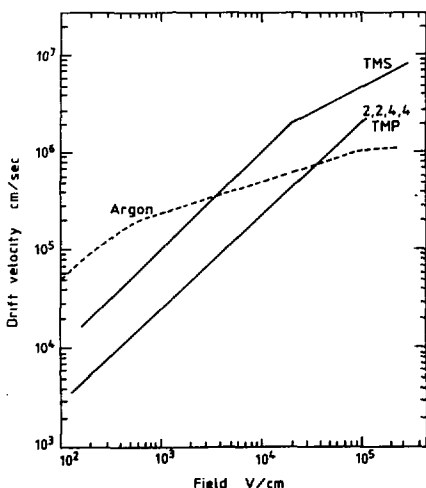


Fig. 3. Drift velocity of electrons as a function of electric field in TMP, TMS, and liquid argon.

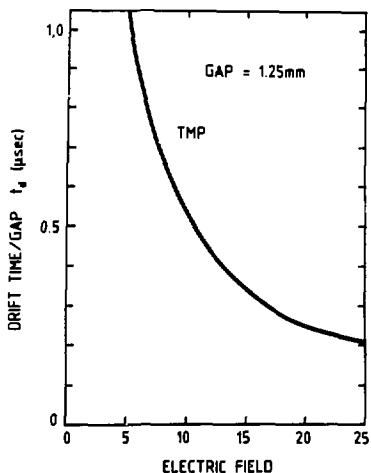


Fig. 4. Drift-time of electrons in TMP for a gap of 1.25 mm as a function of electric field.

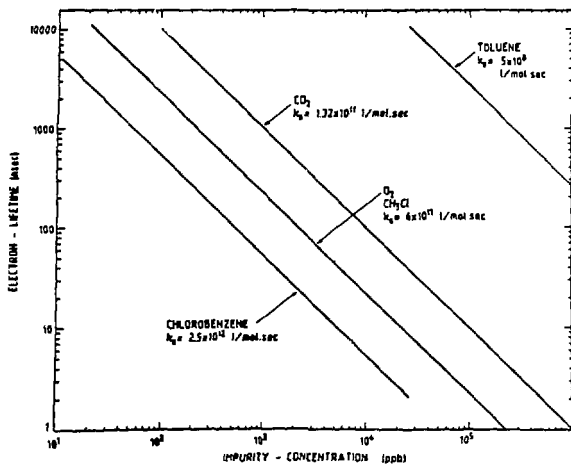


Fig. 5 Lifetime as a function of impurity concentration for various types of impurities.

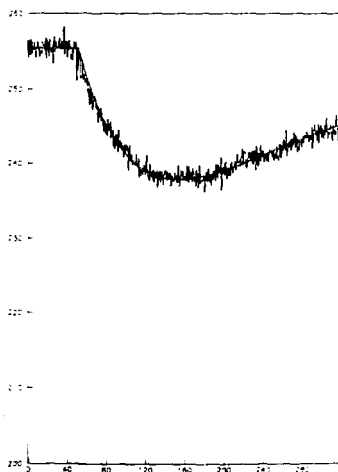


Fig. 6. Electronic pulse shape in TMP corresponding to $77 \mu\text{s}$ lifetime. The drift-time is equal to $533 \mu\text{s}$.

corresponds to 100 parts per billion (ppb) while for chlorinated compounds the limit is even more stringent (a few ppb).

In order to achieve such a purity, a special set-up is necessary. The liquid must be manipulated under vacuum, avoiding contact with air. The impurities are removed by passing the liquid into gaseous phase through a column of molecular sieve and silicagel. Up to now, a level of purity corresponding to $77 \mu\text{s}$ lifetime has been obtained in TMP and $300 \mu\text{s}$ in TMS [4]. This is shown in Fig. 6 for TMP, where the collected charge function of time (integration of formula (2)), in a parallel-plate ionization chamber of

4 mm gap, at 25 V/cm field, is drawn. The line is the best fit for 77 μ s lifetime. This illustrates the pulse-shape-analysis method which is currently used for estimating the electron lifetime in the liquid.

3. USE OF A WARM LIQUID IN A CALORIMETER

Once achieved, the purity of the liquid must be maintained. This is the main constraint when building a calorimeter. Various techniques can be used. One is the liquid-argon-type design, where the absorber and the liquid are contained in the same big box. This has been pioneered for TMS by Engler et al. [5]. Another way is to isolate completely the liquid from any material except stainless steel and ceramics. This is achieved with individual boxes which have been developed by the UA1 experiment [6]. These boxes are shown in Fig. 7. Stainless-steel skins of 150 μ m thickness are laser-welded on a rectangular stainless-steel frame of about 55 cm length, 20 cm width, and 3 mm thickness. A high-voltage feedthrough and small filling pipes are welded on the frame. Eight anodes of 10 \times 10 cm² are placed inside the box and maintained in place with small ceramic spacers so that there are two drift gaps of 1.25 mm each. These boxes are sandwiched with uranium plates to form a stack (Fig. 8). There are 39 U plates of 2 mm thickness (electromagnetic

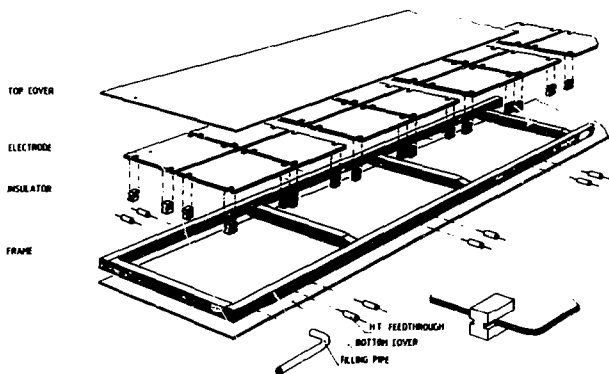


Fig. 7. One box which contains TMP in the upgraded UA1 calorimeter.

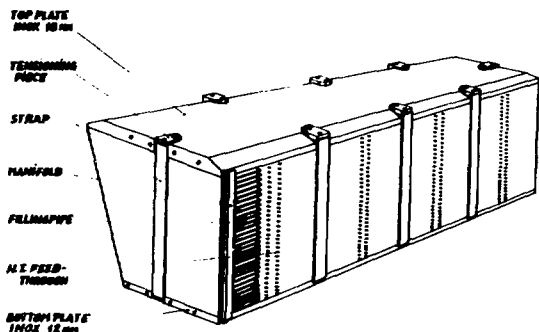
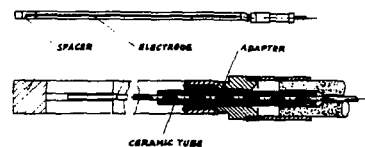
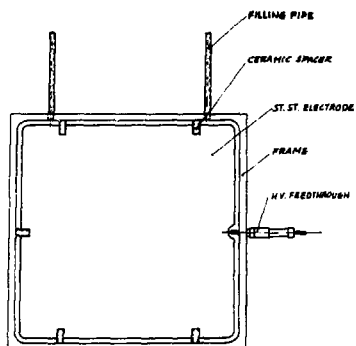


Fig. 8. One module of the UA1 U/TMP calorimeter.



a) One box of the prototype calorimeter.



b) The prototype calorimeter.

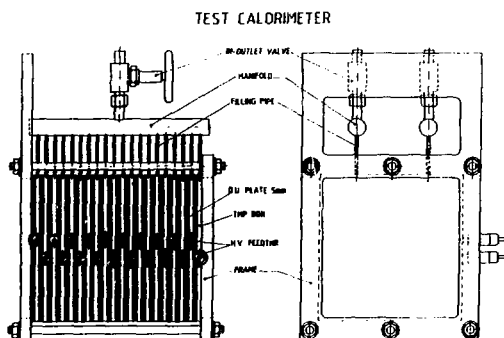


Fig. 9.

compartment) and 25 of 5 mm thickness (hadronic compartment). This corresponds to a total depth of 26 interaction lengths, packed in 50 cm. All the input tubes of the boxes of one module are connected to a common manifold which is used for filling; similarly for the output tubes. The liquid is kept isolated from the external world by a valve. In order to ensure that the liquid is not contaminated by the remains of chlorine from the steel rolling process, we have cleaned the boxes with a special method which uses ultra-pure water [7].

Two prototypes based on the box technique have been exposed to a test beam. The boxes are $10 \times 10 \text{ cm}^2$ in area and are shown in Fig. 9a. The stack (Fig. 9b) is made of 20 U plates of 4 mm thickness (prototype 1) and 2 mm (prototype 2) interleaved with 20 boxes. The total thickness is 22.3 radiation lengths for prototype 1 and 12.9 radiation lengths for prototype 2.

4. RESULTS OF TESTS

Electrons, muons, and hadrons have been sent in the middle of prototype 2 placed in front of prototype 1 (hybrid configuration).

4.1. Resolution and linearity of electron measurement

The energy response of the hybrid configuration has been measured for electrons of energy between 10 and 70 GeV. The results are shown in Figs. 10a and b, which show linearity and resolution. The resolution curve is consistent with $0.12/\sqrt{E}$ for prototype 2, plus a varying term corresponding to energy leakage in prototype 1, where intrinsic resolution is $0.19/\sqrt{E}$. The linearity is better than 0.2%.

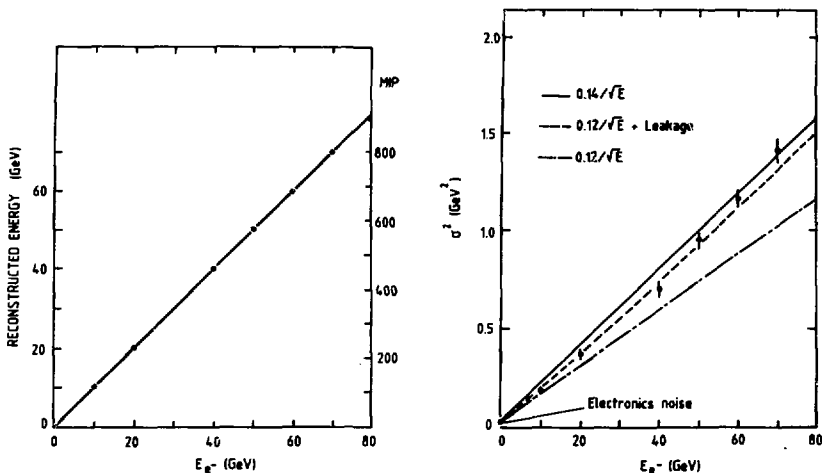


Fig. 10. a) Linearity plot of electron response of prototype 1 plus prototype 2. b) Resolution plot for the same configuration.

4.2. Signal-to-noise ratio

The electron yield for TMP is only 25% of that of liquid argon at 20 kV/cm. In order to cope with the small signal of a minimum ionizing particle, a special type of electronics has been designed which does not use coupling transformers but instead has four input field-effect transistors in parallel. This solution was shown to be as good for high detector capacitances ($2 \text{ nF} < C_d < 6 \text{ nF}$) [8]. The noise figure of our amplifier, in number of electrons, is given by the formula

$$(\text{ENC}) = 800 + 1.14 (e/pF)C_d,$$

which is valid for a shaping time of $1 \mu\text{s}$.

The noise measured at 0 V on five boxes is equal to roughly 3000 electrons; it increases by 40% at 10 kV/cm, which shows that the contribution of the uranium noise, for this field, is equal to the intrinsic electronics noise. Compared with the muon signal we found a signal-to-noise ratio of 2:1.

4.3. Uniformity of response across the boxes and box to box

This is shown in Fig. 11, where a muon beam has been scanned across the surface of a $10 \times 10 \text{ cm}^2$ box. The dispersion of the points is 5%. In the same way, the signals from the 20 individual boxes of prototype 2 have been measured in the middle of the anode with muons. The dispersion is again of the order of 5%.

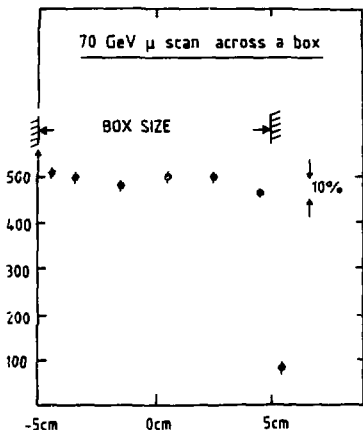


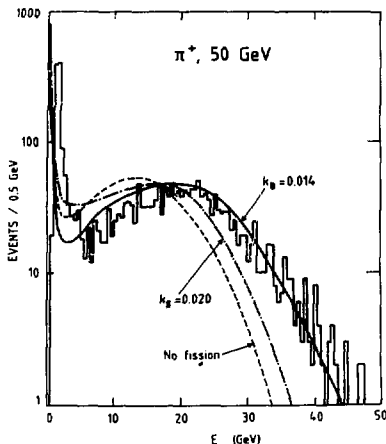
Fig. 11. Uniformity of response along the surface of a TMP box.

4.4. Response to hadrons

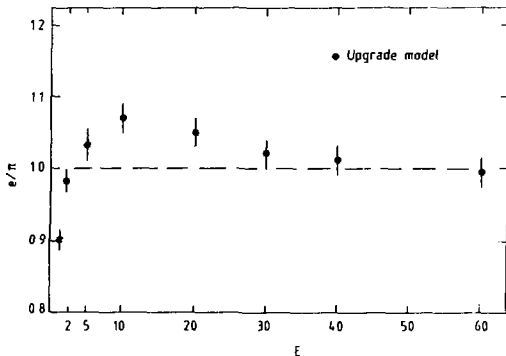
For a calorimeter, an important experimental quantity is e/h , the ratio of the response to electrons to the response to hadrons, which must be close to one in order to have a good hadronic resolution [9] and a good measurement of jets. The ratio e/h depends on the way the usually hidden energy lost in nuclear reactions by hadrons can be revealed by a specific process. If one uses uranium as an absorber, this process is the elastic scattering of the neutrons from a fission reaction on the protons (hydrogen nucleus) possibly contained in the active medium. Even if the absorber is not uranium, but lead or iron, the spallation neutrons play this role [9]. The recoil protons are such heavily ionizing particles that saturation phenomena usually occur in the active medium. This is well known in scintillator, where saturation is governed by a parameter called Birks' constant [10].

In liquids such as TMP, the effect is much less well understood and one usually assumes a law 'à la Birks'. This is theoretically justified by Jaffe's model [11], which nevertheless fails to reproduce the data on ionization by α particles in liquids [12].

Unfortunately, the volume of our two prototypes is not large enough to contain a whole hadronic shower and to make a reliable measurement of e/h . However, an idea of the response to hadrons, and consequently to the e/h ratio, can be obtained by comparing the observed pulse height for hadrons with that predicted by the GEANT Monte Carlo simulation [13] using the GHEISHA hadronic shower code [14] and assuming a certain value for Birks' constant. Data for $50 \text{ GeV } \pi^+$ are shown in Fig. 12a and compared with various predictions. If Birks' law is right in the liquid, $k_B = 0.014 \text{ cm/MeV}$ seems to be preferred. If one uses this value in the Monte Carlo to predict the e/h ratio of the full calorimeter, one finds the points of Fig. 12b. (The same program predicts well the observed data of a uranium/scintillator calorimeter [15]). If this result is confirmed by forthcoming measurements on a full prototype, warm liquids will be even better than scintillator as far as hadronic response is concerned.



a) Response of prototype 1 plus prototype 2 to 50 GeV π^+ compared with Monte-Carlo predictions.



b) Prediction for the e/h ratio on the U/TMP UA1 calorimeter.

Fig. 12.

4.5. Stability of response with time

The stability has been measured over a period of almost one year: no degradation of the signal within 1% is recorded. This shows that the boxes are satisfactorily sealed and that the initial cleaning procedure is adequate. This also shows that the technique of sealed boxes is good for utilization in a calorimeter over a long period.

5. CONCLUSIONS

The UA1 Collaboration have designed a new type of calorimeter using warm liquids and have shown that stability, uniformity, and good resolution can be obtained using a sealed-box technique. We have good reasons to believe that a combination of uranium and TMP will provide compensation for hadrons.

This kind of calorimeter is certainly worth considering for future accelerator experiments.

REFERENCES

- [1] A. Hummel, W.F. Schmidt, *Radiat. Res. Rev.* **5**, 199 (1974).
- [2] I. Onsager, *Phys. Rev.* **54**, 554 (1938).
- [3] C. Brassard, *Nucl. Instrum. Methods* **162**, 29 (1979).
- [4] S. Ochsenbein, private communication.
- [5] J. Engler, H. Keim and B. Wild, Kernforschungszentrum Karlsruhe preprint, 1986.
- [6] UA1 Collaboration, UA1 Technical Note TN 86-112 (1986), unpublished.
- [7] T. Müller et al., UA1 Technical Note TN 86-92 (1986), unpublished.
- [8] C. Bacci et al., UA1 Technical Note TN 86-116 (1986), to be published in *Nucl. Instrum. Methods*.
- [9] R. Wigmans, preprint CERN-EP/86-141 (1986).
- [10] J. Birks, *Theory and practice of scintillation counting* (Macmillan, New York, 1964).
- [11] G. Jaffe, *Ann. Phys. (Germany)* **42**, 303 (1912).
- [12] R.C. Muñoz et al., *J. Chem. Phys.* **85** (2), 1104 (1986).
- [13] R. Brun et al., *GEANT Monte Carlo Manual*, CERN DD/EE/84-1 (1986).
- [14] H. Fesefeldt, GHEISHA Code, Aachen.
- [15] M. Albrow et al., *Nucl. Instrum. Methods* **256**, 23 (1987).

УРАНОВЫЙ АДРОННЫЙ КАЛОРИМЕТР С ПРОВОЛОЧНЫМИ КАМЕРАМИ ДЛЯ ДЕТЕКТОРА ЛЗ

Ю.А.Камышков

Институт теоретической и экспериментальной физики,

Москва

Адронный калориметр строящейся установки ЛЗ на ускорителе ЛЭП в ЦЕРНе состоит из цилиндрической части (НВ), двух торцевых заглушек (НС) и "мюонного фильтра" (МФ) (рис.1).

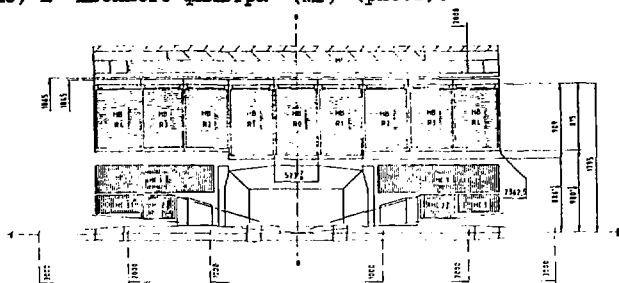


Рис.1

Собственно измерение энергии и координат адронов осуществляется системой, состоящей из адронного калориметра и расположенного перед ним электромагнитного ВГО калориметра, в котором регистрируется 30÷50% адронной энергии. Более 99% полного телесного угла перекрыто в установке калориметрией. Полная толщина поглощения для угла 90° составляет ~7 λ (1 λ - ВГО, 4 λ - урановая адронная секция, 2 λ - мюонный фильтр и механическая структура), что обеспечивает режекцию пионов при регистрации мюонов на уровне 10^{-3} .

Использование урана в адронном калориметре позволяет, при высо-

кой гранулярности считывания, наиболее эффективно ($\lambda \approx 11$ см) использовать ограниченное пространство в установке. Также в урановом калориметре отношение откликов h/e можно иметь близким к 1 (для обычных материалов - медь, железо оно $\sim 0,6-0,7$), что позволяет улучшить глобальное энергетическое разрешение калориметра. Кроме этого, уран - радиоактивный источник, который удобно использовать для калибровки детектирующих элементов калориметра. В цилиндрической части калориметра и в торцевых заглушках используются пластины из обедненного урана - 238 толщиной 5 мм и площадью около 50×50 см². Общий вес уранового абсорбера в калориметре составляет ~ 250 тонн. В мюонном фильтре используется абсорбер из латуни.

В качестве детектирующих элементов в урановом адронном калориметре установки ЛЗ используются пропорциональные камеры из латунных трубок прямоугольного сечения. Использование пропорциональных газовых детекторов позволяет построить достаточно дешевую и простую систему аналогового считывания с высокой гранулярностью, работающую в магнитном поле 0,5 Тл и имеющую хорошую линейность, однородность и большое время жизни.

Адронный калориметр разработан и создается в коллаборации следующих институтов: ИТЭФ, Москва; Мичиганский университет, США; ИФВЭ, Пекин, КНР; Институт реакторных исследований и Высшая техническая школа, Цюрих, Швейцария; I-й физический институт, Аахен, ФРГ; Институт фундаментальных исследований, Бомбей, Индия; Университет Флоренции, Италия.

Конструкция цилиндрической части адронного калориметра.

Цилиндрическая часть калориметра состоит (рис.1,2) из 9 колец, а каждое кольцо из 16-ти модулей. Внутри модуля (рис.3) 60 пропорциональных камер установлены между 58 урановыми пластинами и считываются, чередуясь в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Внутри модуля вдоль его стенок проходят сигнальные, газовые и высоковольтные коммуникации. Оболочка модуля выполнена из нержавеющей стали. Модули

крепятся малыми внутренними фланцами к опорному кольцу и обалчиваются по большому внешнему фланцам в жесткую кольцевую структуру.

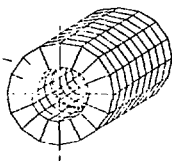


Рис.2

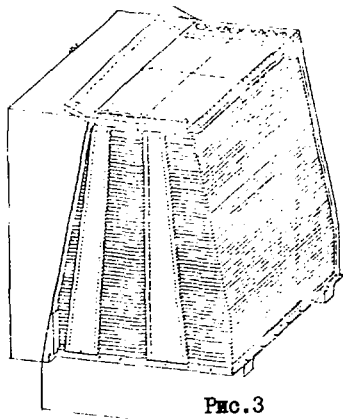
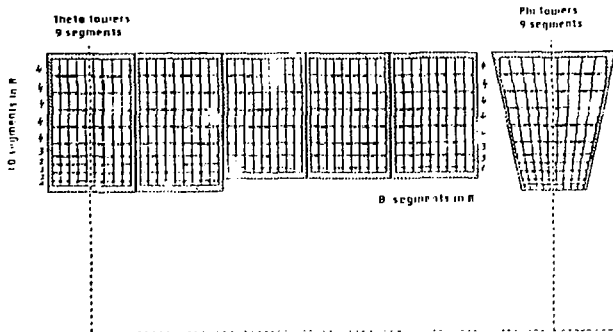


Рис.3

На тех же внешних фланцах располагаются сигнальные, высоковольтные и газовые соединения,

монтируются усилители и система охлаждения. Вес одного модуля равен ~2 тоннам.

В модулях анодные проволоки объединены в группы в каждой из проекций так, что образуется 10 продольных слоев считывания с разбиением на 9 сегментов в каждой из поперечных проекций (рис.4).



Tower structure for the barrel part of hadron calorimeter

Рис.4

Всего в цилиндрической части calorimetра считывается 22,5 тыс. групп проволок. Каждая группа присоединена к отдельному аналоговому электронному каналу считывания. Последний состоит из токового усилителя

(LRS 2724, 24-канальный, с коэффициентом усиления по току 185), длинного скрученного парного кабеля и FASTBUS ADC LRS 1885F.

Конструкция камер показана на рисунке 5.

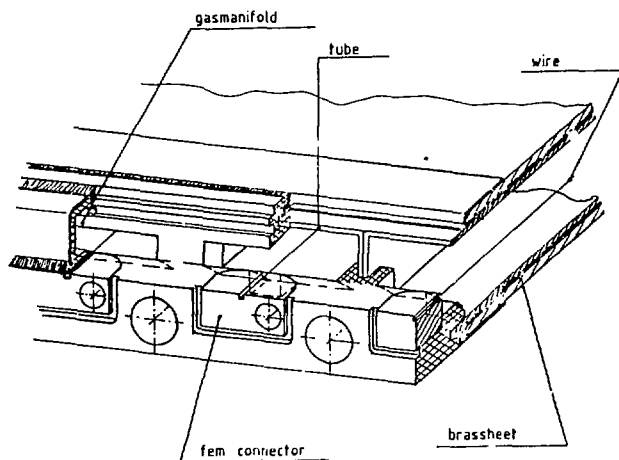


Рис.5

Латунные трубки внутренним размером $5 \times 10 \text{ мм}^2$, с толщиной стенок 0,3 мм склеиваются, с помощью двухсторонней клейкой изолирующей ленты, между двумя латунными пластинами толщиной 0,7 мм. Помимо придания механической прочности, эти пластины уменьшают загрузку пропорциональных трубок от урановой радиоактивности примерно в 10 раз. К торцам камер приклеены вставки из пластического материала, которые состоят из двух половин - нижней, на которой крепятся позолоченные латунные держатели, и верхней, внутри которой проходит газовый канал. Вольфрамовые позолоченные проволоки диаметром 50 микрон запрессовываются в 100-микронной калиброванной прорези держателя с помощью пневматического дозирующего усилия инструмента. Точность установки проволок по центру трубок лучше 50 микрон. В держателе с наружной стороны имеется калиброванное отверстие со вставленной в него пружиной, которое служит для сигнальных соединений. Активная область проволоки начинается на расстоянии $\sim 18 \text{ мм}$ вдоль проволоки от внутренней металлической стенки модуля. Вы-

свое напряжение подается на трубки – катоды; анодные проволоки, присоединенные к усилителям, и внешние латунные пластины камер находятся под потенциалом земли. Камеры герметично уплотнены. Они наполняются смесью Ar/CO_2 (80/20) при давлении, несколько превышающем атмосферное. Специальная регулирующая система позволяет поддерживать плотность газа внутри камер постоянной с точностью около 0,05%. Рабочее газовое усиление достигается при высоком напряжении около – 1600 В (10^4).

Так как в ЛЗ-установке модули цилиндрической части адронного калориметра практически недоступны для ремонта или замены, а установка должна функционировать непрерывно в течение примерно 10 лет, особое внимание уделяется надежности работы камер и модулей при их изготовлении, сборке и эксплуатации.

При изготовлении камер проверяются:

- качество высоковольтной изоляции трубок (30 минут при 4 кВ);
- натяжение каждой проволоочки (2Н, $\pm 10\%$ допуск);
- темновой ток для каждой проволоочки в атмосфере азота (меньше 10 нА при 2550 В);
- герметичность камер (< 2% падение небольшого избыточного давления за 10 минут).

Кроме этого, каждая изготовленная камера проходит функциональный тест с рабочим газом, заземленными анодными проволоками, в условиях урановой радиоактивности и при повышенном высоком напряжении (1800 В) в течение 3–5 дней. После этого производится измерение газового усиления: для каждой проволоки в течение 5–10 секунд измеряется амплитудный спектр. Набранный спектр передается через КАМАК в ЭВМ и анализируется on-line мониторирующей программой, которая, подгоняя опорный спектр к измеренному, определяет с точностью $\sim 2\%$ относительный коэффициент усиления и скорость счета импульсов для каждой проволоки. Эти результаты записываются в базу данных для последующего сравнения. Измеренный таким образом разброс газового усиления для различных проволок составляет $\pm 6\%$ (U – источник "освещает" всю длину проволок!). Проволоки с относительным усилением < 0,8 и > 1,2 бракуются.

Для отдельных камер были проведены детальные исследования радиационного старения. Основным источником радиационной загрузки для камер адронного калориметра в установке ЛЗ является урановый абсорбер (~ 30 отсчетов/с /см длины проволоки). Старение прежде всего должно проявляться в уменьшении газового усиления проволок за счет появления на их поверхности диэлектрических отложений. Для исследования этих эффектов было проведено долговременное мониторинговое газовое усиление нескольких камер, работающих в условиях урановой радиационной загрузки. Также были проведены "ускоренные" тесты, при которых эффекты старения усиливались повышением интенсивности радиоактивных источников, увеличением газового усиления проволок, увеличением поверхности отжигающих материалов. Полученные результаты показывают, что за 10 лет непрерывной работы камер в условиях эксперимента ЛЗ уменьшение газового усиления проволок за счет эффектов радиационного старения будет меньше 10%.

При сборке модулей также производятся различные испытания и проверки с целью обеспечения надежной работы сигнальных, газовых и высоковольтных коммуникаций внутри модуля. После сборки и закрытия оболочки модуля проверяется его функционирование во всех возможных механических положениях. После этого проводится калибровка газового усиления отдельных групп проволок с помощью урановой радиоактивности. Типичный разброс усилений групп проволок внутри модуля составляет $\pm 4\%$. Измерение газового усиления с помощью урановой радиоактивности легко может быть использовано для калибровки всего калориметра (с точностью 1-2% в каждом канале) в установке ЛЗ. Для этого понадобится всего несколько часов.

Характеристики уранового адронного калориметра с пропорциональными камерами

Характеристики уранового адронного калориметра с газовым пропорциональным считыванием исследовались на пучках ускорителей в ИГЭФ и

ЦЕРНе в широком диапазоне от 0,3 ГэВ/с до 50 ГэВ/с. Часть полученных результатов опубликована в /1,2,3/.

Энергетическое разрешение прототипов уранового адронного калориметра с пропорциональными камерами, наполненными различными газами, показано на рисунке 6.

URANIUM HADRON CALORIMETER
WITH PROPORTIONAL CHAMBERS

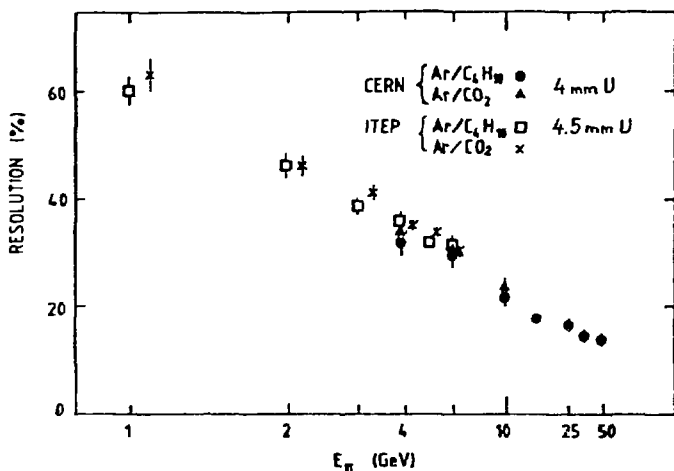
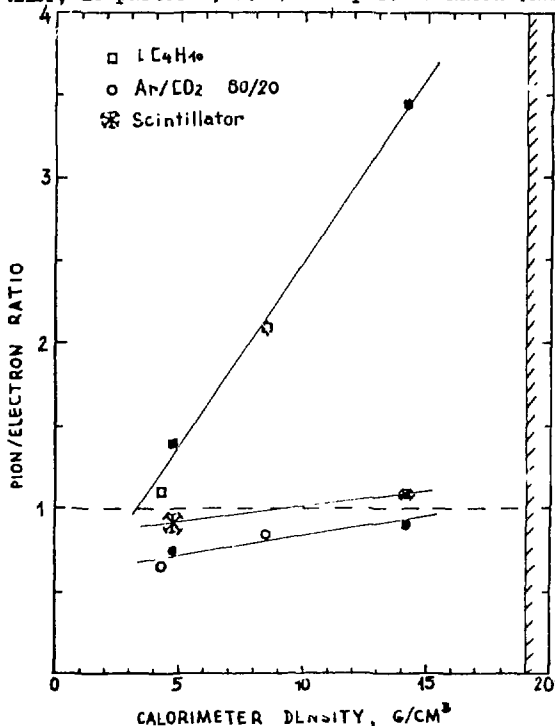


Рис.6

В работе /2/ было показано, что средний отклик уранового калориметра с газовым пропорциональным считыванием для адронов зависит от состава использованного газа - он растет с увеличением водородосодержания в газе. Это объясняется тем, что водородосодержащий газ чувствителен к нейтронной компоненте адронного ливня, которая довольно велика в случае уранового абсорбера. Однако и в обычных железных или медных калориметрах, где нейтронная компонента примерно на порядок меньше, детектирование нейтронов в газовой среде будет проявляться в виде редких больших всплесков ионизации с амплитудой порядка 100-200 кэВ, т.е. на два порядка больше, чем для минимально ионизирующей частицы. Нейтронная компонента адронного ливня имеет пространственное распределение, отличное от пространственного распределения

основной компоненты ливня. Так, например, при исследовании прототипа уранового калориметра /2/ 70+80% нейтронов "утекало" из объема, тогда как потери основной компоненты адронного ливня составляют, по расчетам, 5+10%. На рис.7 показано, как изменяется π/e -отноше-



ние при изменении линейной плотности калориметра. Сплошные точки и звездочки получены при сканировании лавинных кривых с помощью одной камеры или одного сцинтилляционного счетчика. Линии проведены от руки.

Рис.7

Результаты измерения отклика уранового калориметра /2/ с газовой смесью Ar/CO₂ 80/20 для различных частиц в области малых энергий приведены на рисунке 8.

Мюоны с энергией меньше 1 Гэв полностью останавливаются в калориметре. Отклики для положительных и отрицательных частиц (мюонов, электронов и пионов) не отличаются в пределах ошибок. Отношение откликов мюон/электрон = $1,54 \pm 0,06$. Все адронные точки в пределах ошибок хорошо лежат на одной гладкой кривой (проведена на рисунке от руки).

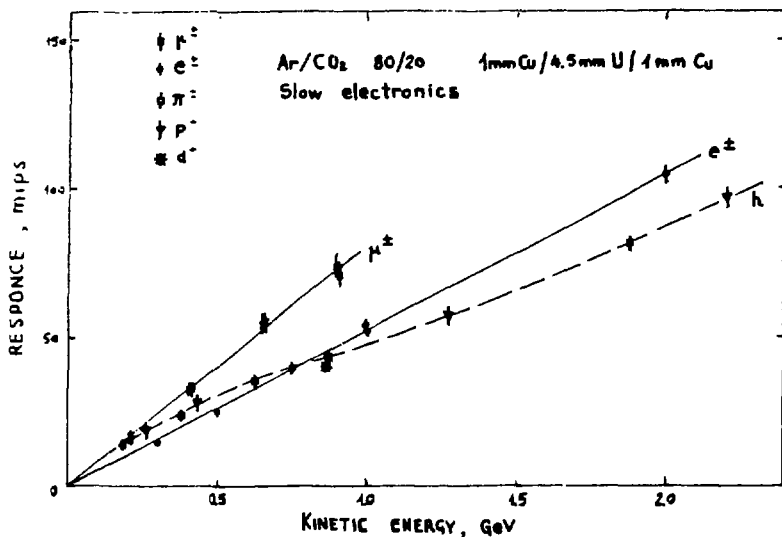


Рис.8

Существенный вопрос о работе калориметрической системы, состоящей из ВGO кристаллов и уранового калориметра, к сожалению, пока еще не изучен достаточно основательно из-за отсутствия достаточно большой матрицы кристаллов для пучковых тестов. Однако из измерений с матрицей 10x10 кристаллов следует, что адронное разрешение объединенной системы не ухудшается.

Литература

1. A.Arefiev et al. Nucl.Instr. and Meth. A245 (1986) 71.
2. Yu.Galaktionov et al. Nucl.Instr. and Meth. A254 (1987) 535.
3. B.Bleichert et al. Aachen Report PITHA 85/11.

СНД - СФЕРИЧЕСКИЙ НЕЙТРАЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР ДЛЯ ВЭПП-2М

В.М.Аульченко, В.А.Аксенов, В.В.Анашин, П.М.Бесчастнов, А.Д.Букин,
В.Б.Голубев, С.И.Долинский, В.П.Дружинин, М.С.Дубровин, В.Н.Иван-
ченко, М.Д.Минаков, Е.В.Ляхтусова, А.Н.Перышкин, И.Ю.Редько,
А.И.Романчук, Ю.А.Тихонов, С.И.Средняков, В.А.Сидоров, З.К.Силагадзе,
Ю.В.Усов, Ю.М.Шатунов

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Для экспериментов на модифицируемом электрон-позитронном накопите-
ле ВЭПП-2М в Институте ядерной физики в Новосибирске начато соору-
жение сферического нейтрального детектора (СНД). Детектор СНД^{/1/} бу-
дет иметь много общего с предыдущим детектором НД^{/2/} для ВЭПП-2М и
с детектором Crystal Ball^{/3/}. Новый детектор объединяет в себе
достоинства каждого из них: он имеет сферическую форму, что обеспе-
чивает равномерную чувствительность по телесному углу, кроме того, он
является многослойным, что улучшает возможности по разделению частиц.
Главная цель будущих экспериментов на ВЭПП-2М - измерение вероятнос-
тей радиационных и других редких распадов векторных мезонов ρ , ω
и ψ , а также измерение сечений процессов e^+e^- -аннигиляции с рожде-
нием нейтральных частиц, распадающихся на фотоны.

Главная часть СНД (рис.1) - трехслойный сферический калориметр
на основе кристаллов NaI (Tl) общим весом 3,5 т. Счетчики первых
двух слоев - $3X_0$ и $5X_0$ NaI (Tl) находятся в общем контейнере из
тонкого 0,15 мм алюминия. Для улучшения сбора света и светоизоляции
каждый из кристаллов обернут в алюминизированный лавсан. Контейнеры
укреплены на несущей алюминиевой сфере толщиной 5 мм. Зазор между
кристаллами счетчиков одного слоя составляет 0,5 мм. За сферой пер-
вых двух объединенных слоев находится третий слой счетчиков $6X_0$,
NaI (Tl), полная толщина калориметра для частиц, вылетающих из
центра, составляет 35 см NaI (Tl). Счетчики и их расположение по-
казаны на рис.2, 3.

Принцип разбиения сферического калориметра на отдельные счетчи-
ки состоит в следующем. В полярном направлении калориметр разбит
плоскостями на 40 равных частей с углом между плоскостями, равным
 $\Delta\varphi = 9^\circ$. Каждая из этих частей разбита в поперечном направлении на
равные части с углом $\Delta\theta = 9^\circ$. При таком разбиении в чувствительной
части детектора в одном слое находится 560 кристаллов, большинство

из которых (520) имеют форму четырехугольных пирамид. В каждом из трех слоев калориметра имеется 8 счетчиков различного размера.

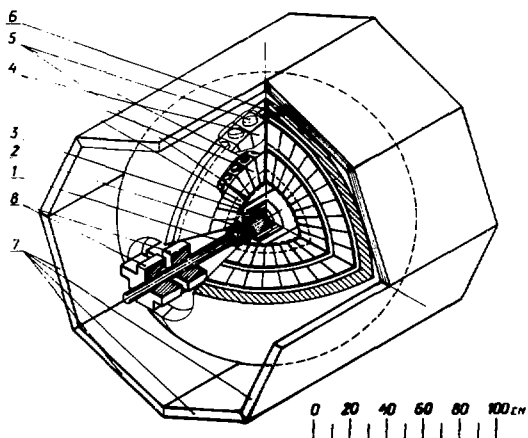


Рис.1. Детектор СНД: 1 - вакуумная камера накопителя; 2 - дрейфовые камеры; 4 - кристаллы $\text{NaI}(\text{Tl})$; 5 - фотоприемники; 6 - фильтр; 7 - счетчики антисовпадений; 8 - квадрупольные линзы накопителя.



Рис.2. Внешний вид счетчиков $\text{NaI}(\text{Tl})$ и фотоприемников для сферического нейтрального детектора.

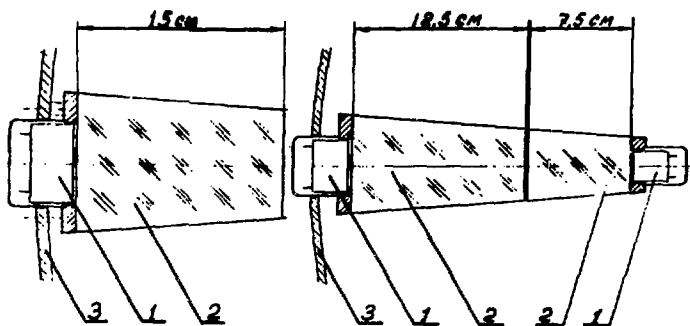


Рис.3. Расположение счетчиков в детекторе: 1 - фотоприемники; 2 - кристаллы $\text{NaI}(\text{Tl})$; 3 - несущая сфера.

Полный телесный угол калориметра составляет $0,9 \times 4\pi$. Часть СНД приведена на рис.4.



Рис.4. Внешний вид части сферического нейтрального детектора.

В качестве фотоприемников будут использоваться компактные вакуумные фотодиоды или фототриоды, имеющие квантовый выход в спектре излучения $\text{NaI}(\text{Tl})$ около 15%. Коэффициент усиления фототриодов составляет 10. Для одного счетчика с фототриодом при среднем коэф-

коэффициенте светосбора 10% среднеквадратичный шум составит порядка 0,1 МэВ. Внешний вид фотодиода показан на рис.5.

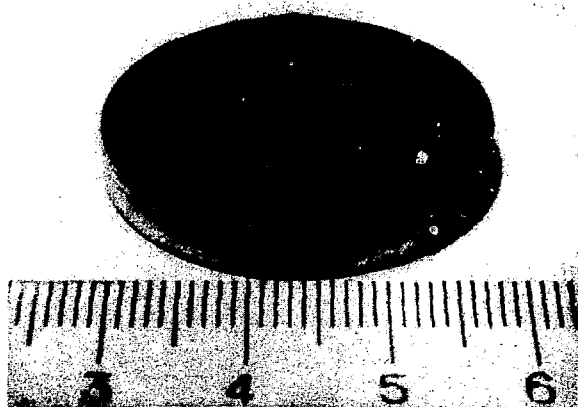


Рис.5. Вакуумные фотодиоды для СНД.

Энергетическое разрешение СНД, рассчитанное методом Монте-Карло для фотонов с энергией более 100 МэВ, составляет $\leq 10\%$ (рвнш). В основном, разрешение определяется количеством нечувствительного материала внутри калориметра (несущая сфера, фотоприемники, усилители и др.). Угловое разрешение для фотонов определяется размером кристаллов и составляет $1,5^\circ$ (6). В калориметре разделяются два ливня, если угол между ними превышает 9° . Если угол между частицами больше 18° , то энергия каждой из них может быть определена с той же точностью, что и для изолированного ливня.

Для регистрации треков заряженных частиц в центре детектора установлена система дрейфовых камер (рис.1). Снаружи калориметра находится железный фильтр толщиной 12 см для поглощения остатков электромагнитных ливней. Для защиты детектора от космики фильтр окружен системой пластмассовых сцинтилляционных счетчиков, включенных в антисовпадения.

В настоящее время изготовлены более половины счетчиков первых двух слоев. Измерения показывают, что счетчики имеют хорошую однородность световыхода по объему, в пределах 4-5% (6). Коэффициент светосбора составляет около 0,15. Изготовлены также опытные образцы счетчиков третьего слоя, но их массовое производство начнется в

следующем году. Полностью все счетчики будут изготовлены к концу 1989 года. К этому же времени необходимо иметь фотоприемники, массовое производство которых еще пока не начато. Ведется работа по созданию дрейфовой камеры. Характеристики будущего детектора изучаются по моделированию методом Монте-Карло.

ЛИТЕРАТУРА

1. СНД - сферический нейтральный детектор для ВЭПП-2М / В.М.Аульченко, В.А.Аксенов, П.М.Бесчастнов и др. - Новосибирск, 1987, 12 с./ - (Препринт/ Ин-т ядерной физики СО АН СССР; ИЯФ 87-36).
2. The Neutral Detector at VEPP-2M / V.B.Golubev, V.P.Druzhinin, V.M.Ivanchenko et al. - Nucl. Instr. Meth., 1984, vol.227, No.3, p.467-469.
3. M.J.Oreglia. A Study of the Reactions $\Psi' \rightarrow \gamma \gamma \Psi$. SLAC-236, UC-34d, (T/E/I), Stanford, California, December 1980.
4. Сцинтилляционный счетчик на кристалле NaI (Tl) с вакуумным фотодиодом / И.Д.Редько, С.И.Середняков, В.А.Аксенов и др. - Приборы и техника эксперимента, 1986, т.2, с.76-78/.

КООРДИНАТНОЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО СПЕКТРОМЕТРА "ГЕПАРД-2000"

Ю.М. Пищальников, Е.А. Разуваев

Институт физики высоких энергий, Серпухов

в МБЭ в рамках программы по созданию комплекса меченых нейтрино ^{/1/} разработан и изготовлен электромагнитный спектрометр полного поглощения ГЕПАРД-2000 ^{/2,3/}. Этот детектор состоит из 2000 модулей. Каждый модуль размером 75х75 мм² и толщиной по пучку 20 рад. длин состоит из 40 сцинтилляционных и 40 свинцовых пластин (толщиной 5мм и 5мм соответственно). Свет с каждого модуля с помощью тонкого ($t_0=1\text{мм}$) плексового световода, покрытого поверхностным сместителем спектра ^{/4/} (WLS), собирается на ФЭУ 64-3 (рис.1). Важное достоинство детектора ГЕПАРД-2000 - высокая радиационная стойкость ^{/5/}.

Энергетическое разрешение спектрометра полного поглощения со световодами сместителями спектра (СПСС) определяют 4 основных вклада:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \left[\frac{\sigma_0}{E} + \frac{1}{N_0 E} + \frac{\sigma_{WLS}^2}{E^2} + \frac{\sigma_{WLS}^2}{E^2} \right]^{1/2}$$

Первый член формулы (1) $\sigma_{\text{samp}} = \sigma_0 / \sqrt{E}$, описывающий флуктуации регистрируемой энергии (sampling), зависит от соотношения пассивного и активного вещества в детекторе. Для структуры 3мм Pb+5мм сцинтиллятора $\sigma_0=0,081$, а для 1мм Pb+5мм сцинтиллятора $\sigma_0=0,040$ ^{/3/}.

Вклад, обусловленный статистикой фотоэлектронов, выбиваемых из фотокатода ФЭУ ($\sigma_{\text{ph.s.t}} = 1/\sqrt{N_0 E}$), существенным образом зависит от подбора спектральных характеристик сцинтиллятора, WLS и ФЭУ ^{/3/}. Для детектора ГЕПАРД число фотоэлектронов от γ -кванта с энергией 1 Гэв равно $N_0=500$. $\sigma_{\text{WLS}} = 1 - \exp(-t_0/\lambda)$ - вклад, связанный с флуктуациями продольного развития электромагнитных ливней (и соответствующие им флуктуации поглощения переизлученного света в WLS, из-за непрозрачности световода-сместителя) не зависит от энергии. Этот вклад становится определяющим разрешение СПСС при высоких энергиях. Для модуля детектора ГЕПАРД $\sigma_{\text{WLS}} = t_0/\lambda = 0,02$, где $t_0=16\text{мм}$ - ради. длина модуля, а $\lambda=800\text{мм}$ - длина затухания света в WLS.

Результаты по измерению вклада переизлученного в WLS черенковского света $\sigma_{\text{c}/E}$

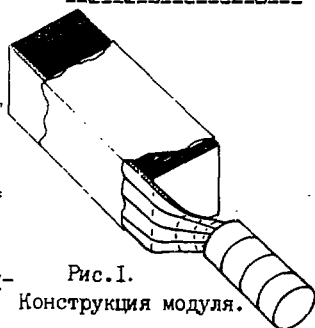


Рис.1.
Конструкция модуля.

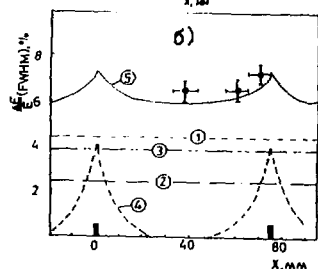
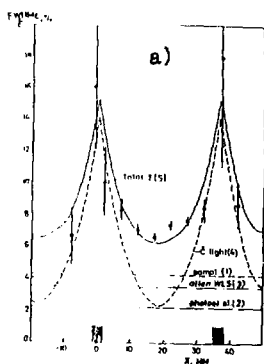


Рис.2. Зависимость энергетического разрешения СППС от координаты X.
 ϕ - экспериментальные результаты. а) ячейка - $38 \times 38 \text{ мм}^2$,
 б) ячейка - $75 \times 75 \text{ мм}^2$.

Параметры N, X_{gc}, X_L определяются методом наименьших квадратов и равны:

- $N = 0,76$ - нормировочный параметр,
- $X_{gc} = 3,59 \text{ мм}$ - масштабный параметр,
- $X_L = 1,99 \text{ мм}$ - интервал линейности.

На рис.3 темными точками показана измеренная кумулятивная функция, светлыми - вычисленная по Монте-Карло. Сплошной кривой на рисунке изображена аппроксимирующая функция (2).

На рис.4 показана зависимость точности определения координаты оси ливня от истинного значения координаты попадания электрона в детектор. Смещение вычисленных координат не превышает 1,5 мм даже для ячейки $75 \times 75 \text{ мм}^2$. Точность восстановления координат существенно за-

$= \sigma_1(x) \sqrt{E}$ в общее разрешение детектора представлены на рис.2а, б.

На рис. 2а, б точками представлены данные, иллюстрирующие зависимость энергетического разрешения макета детектора от координаты X точки входа электрона с энергией 26 Гэв в спектрометр $2,3/$. Сумма перечисленных выше вкладов в точность измерения энергии представлена на рис. 2а, б сплошной кривой. В модулях размером $38 \times 38 \text{ мм}^2$ (рис.2а) используется объемный WLS "POLIVAR" толщиной 3мм, а в модулях $75 \times 75 \text{ мм}^2$ (рис.2б) - поверхностный WLS толщиной 1мм.

Следует отметить хорошее согласие экспериментальных данных с рассчитанными.

ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ КООРДИНАТ. Для определения координаты X_0 (аналогично Y_0) оси ливня мы пользовались методикой, описанной в работе $16/$. В интервале $\pm 120 \text{ мм}$ строится кумулятивная функция поперечного распределения электромагнитного ливня $F_{\text{экс}}$, которая аппроксимируется аналитической зависимостью:

$$F(X) = N \cdot \exp\left(-\sqrt{\frac{|X|}{X_{gc}}}\right), \quad X < -X_L, \quad (2)$$

$$F(X) = 1 - N \cdot \exp\left(-\sqrt{\frac{|X|}{X_{gc}}}\right), \quad X > X_L.$$

В интервале $(-X_L, X_L)$ функция $F(X)$ берётся линейной, при этом в точках $\pm X_L$ требуется непрерывность $F(X)$ и dF/dx .

висит от размера ячейки и в среднем: $FWHM=3,0$ мм и $FWHM=6,5$ мм соответственно для ячеек 36×36 мм² и 75×75 мм².

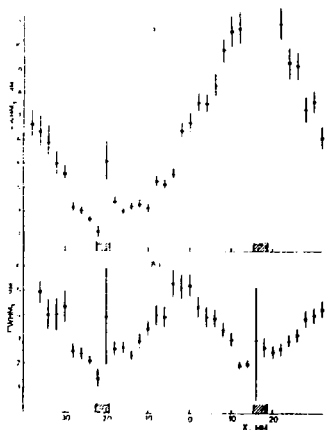


Рис.4. Точность определения координаты оси ливня в зависимости от истинного значения координаты попадания электрона в детектор: а) поперечный размер элемента детектора 75×75 мм²; б) поперечный размер элемента детектора 36×36 мм².

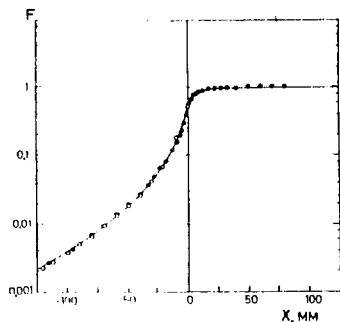


Рис.5. Кумулятивная функция поперечного распределения ливня. Тёмные и светлые точки - соответственно результаты эксперимента и расчета по Монте-Карло. Кривая - аппроксимирующая функция (формула(2)).

ЛИТЕРАТУРА

1. Денисов С.П. -В кн.: Материалы II Рабочего совещания "Физические исследования на УНК ЖФБ", Серпухов, ЦВБ, 1982, с.167.
2. Какауридзе Д.В., Краснокутский Р.Н., Медведь С.А. и др. Препринт ФВЭ 83-III, Серпухов, 1983.
3. Краснокутский Р.Н., Пицальников Ю.А., Разумов В.А. и др. Препринт ФВЭ 84-182, Серпухов, 1984.
4. Васильев А.Н., Вишневский Н.А., Кашков И.Н. и др. Препринт ФВЭ 82-62, Серпухов, 1982.
5. Пицальников Ю.А. - Препринт ФВЭ 86-136, Серпухов, 1986.
6. Денисов С.П., Краснокутский Р.Н., Медведь С.А. и др. Препринт ФВЭ 82-187, Серпухов, 1982.

ХАРАКТЕРИСТИКИ МОДУЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО КАЛОРИМЕТРА СО
СВЕТΟΣБОРОМ НА ОСНОВЕ СПИРАЛЕЙ ИЗ СПЕКТРОСМЕЩАЮЩЕГО
ВОЛОКНА

С. А. Акименко, В. И. Белоусов, А. М. Блик, В. С. Дацко, Г. В. Жолобов,
В. Г. Лапшин, И. В. Мануйлов, В. А. Поляков, Е. Д. Приходько,
В. Б. Рахматова, В. И. Романовский, В. И. Рыкалин, А. С. Соловьёв
Институт физики высоких энергий, Серпухов

В годоскопических адронных и фотонных калориметрах ячеистого типа, состоящих из модулей-сэндвичей металл-сцинтиллятор, вывод света осуществляется с помощью световодов-смесителей спектра (WLS). Полосковый WLS пристыковывается фронтальной поверхностью без оптического контакта к одной из боковых поверхностей многослойного сэндвича и транспортирует спектрально-смещенное излучение от сцинтилляторов на ФЭУ вдоль модуля-сэндвича, ориентируемого по направлению траекторий регистрируемых частиц $I, 2/$. Недостатки, присущие указанному способу сбора света, заключаются в наличии связанных с черенковским излучением частей ливней "горячих" зон и зон неэффективной регистрации в окрестностях WLS, которые приводят к ухудшению энергетического и пространственного разрешений калориметра в области WLS в $I, 5+2$ раза $/3, 4, 9/$. Кардинальное решение, позволяющее в значительной мере устранить указанные недостатки, заключается в выводе света от сцинтилляционных пластин с помощью спектросмещающих волокон $/5-8/$. В настоящей работе обсуждается вариант вывода света от пластин калориметра с помощью спиралей из WLS-волокон, каждая из которых "просматривает" до десяти сцинтилляционных пластин.

Для сбора света использовалось двухслойное волокно фирмы "FO - RETEC" диаметром 1 мм с керном из ПММА (показатель преломления $n=1,5$) и оболочкой из фторированного ПММА толщиной 10 мкм ($n=1,4$). Длина затухания света в волокне для спектрального диапазона 440+460 нм составляла 6+7 м. Волокно на выбранной длине прорабатывалось в спиртовом растворе люминесцирующей добавки - 1,5 дифенил-3-стирил-пиразолина с максимумом высвечивания в области $\lambda = 450$ нм $/2, 10/$. Полученная длина затухания света в волокнах составляет $I+$

1,2 м. Для изучения эффективности сбора света применялись сцинтилляционные пластины из полистирола с добавкой PPO размером 38×38 мм², толщиной 8 мм, изготовленные методом экструдирования [11]. Со стороны торцевых поверхностей сцинтилляционной пластины по её периметру фрезеровался паз шириной 1,5 мм, в который помещалась активная часть волокна, диаметр два паза составлял 33 мм. Исследуемые пластины помещались между двумя тонкими сцинтилляционными счетчиками, и по эффективности регистрации β -частиц от Ru^{106} измерялась зависимость количества фотоэлектронов от точки прохождения через пластину заряженной частицы (см. рис. 1).

Элемент модуля калориметра имел размеры $38 \times 38 \times 120$ мм³ и содержал 9 свинцовых пластин толщиной 3 мм и 9 сцинтилляционных пластин толщиной 8 мм (рис. 2). В сцинтилляционных пластинах (1) делались наклонные прорезы. Спектрсмещающее волокно (3) укладывалось в эти прорезы и круговой паз и проводилось через свинцовую пластину (2). В месте прохождения волокна край свинцовой пластины надрезался и отгибался в сторону. Между свинцовой пластиной и сцинтиллятором помещалась резиновая прокладка (4).

Исследование характеристик модуля калориметра со светосбором на основе WLS-волокон проводилось на пучке частиц ускорителя ИФВЭ с импульсом 5 ГэВ/с. Среднее число фотоэлектронов от одной пластины сцинтиллятора при прохождении через неё мюона составляло 1,6. Энергетическое разрешение, полученное для позитронов с энергией 5 ГэВ, равнялось $FWHM=17\%$.

Как отмечалось выше, в районе плоскостового WLS происходит увеличение амплитуды сигнала от электромагнитного ливня, связанное с вкладом черенковского света в материале световода $3,4,9/$. Влияние световода практически полностью исчезает при

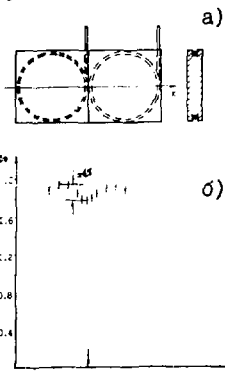


Рис. 1

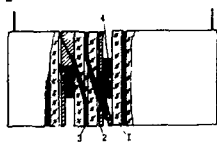


Рис. 2

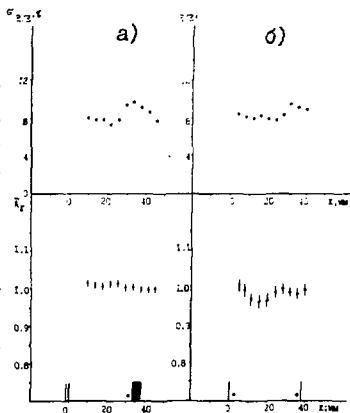
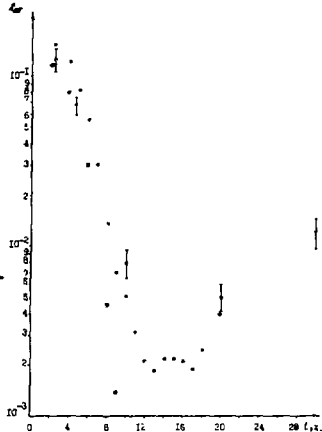


Рис. 3

расположении перед модулем с полосковым WLS двух элементов с волоконным светосбором (рис. 3а). Для волоконного модуля (4 элемента по 5×10^3) на рис. 3б показаны зависимости энергетического разрешения и средней амплитуды сигнала от координаты точки входа позитронов. Неоднородность отклика составляет (5 ± 2 %), а разрешение на границах ухудшается с 8 % до 9,5 %, что может быть связано с наличием зазоров между модулями макета калориметра, составляемыми не более 0,5–1 мм.

Во многих физических задачах, решаемых с помощью электромагнитных калориметров, необходимо эффективно выделять электромагнитные ливни при наличии адронного фона. Для оптимизации толщины калориметра с точки зрения максимальной режекции электрон/адрон были проведены экспериментальные измерения и моделирование по программе GEANT/12/. Полученные результаты представлены на рис. 4, где \dagger – экспериментальные результаты; \bullet , \ast – расчеты по GEANT для 5 и 10 ГэВ соответственно. Значения коэффициента режекции приведены при эффективности регистрации позитронов 90 %.

Рис. 4



ЛИТЕРАТУРА

1. Atwood W.B. et. al., SLAC-TN-76-7 (1976).
2. Васильев А.Н. и др., Препринт ИФВЭ 82-62, Серпухов, 1982.
3. Hofmann W. et. al., Nucl. Inst. and Meth. 195 (1982) 475.
4. Какауридзе Д.Б. и др., Препринт ИФВЭ 83-III, Серпухов, 1983.
5. Bunn J. et.al., Preprint CERN VA1 TN/84-5 (1984).
6. Крышкин В.И., Ронжин А.И., Препринт ИФВЭ 85-II4, Серпухов, 1985.
7. Albrow M.G. et. al., Preprint CERN-EP/86-131.
8. Крышкин В.И., Ронжин А.И. Препринт ИФВЭ 87-22, Серпухов, 1987.
9. Fessler H. et. al., Nucl. Inst. and Meth. A240 (1985) 284.
10. Красовицкий Б.М., Болотин Б.М. Органические люминофоры.-М.: Химия, 1984, с. 81-90, с. 296.
11. Алшмова Т.В. и др. Препринт ИФВЭ 86-35, Серпухов, 1986.
12. Brun R. et. al., CERN DATA HANDLING DIVISION, DD/EE/83-1, 1983.

ПРИМЕНЕНИЕ ШИРОКОАЗОРНЫХ ДРЕЙФОВЫХ КАМЕР
 ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТИЦ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЛИВНЕЙ

Ю.А.Будагов, В.В.Глаголев, Э.Кладива, А.А.Омельяненко, А.А.Семенов,
 Б.Ситар, Й.Шпалек

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
 А.М.Артыков

Филиал НИИЯФ ТашГУ, Самарканд

Ливневые черенковские годоскопические детекторы (ЛГД) из свинцового стекла отличаются хорошим энергетическим разрешением ($\sim 5\% \sqrt{E}$), но недостаточно высоким пространственным разрешением. Пространственное разрешение ЛГД улучшают применением дополнительного конвертора и координатного детектора. Нами в качестве координатного детектора использованы широкоазорные дрейфовые камеры (ЩДК) /1,2/ (рис.1). Применялись ЩДК безэлектродного типа /3,4/ чувствительной площадью $1 \times 1 \text{ м}^2$ с длиной дрейфа до 10 см. Пространственное разрешение в этих камерах зависит от длины дрейфа X : $\sigma(X) = \sqrt{a^2 X + b^2}$, где $a = 124 \text{ мкм}$, $b = 170 \text{ мкм}$ (рис.2). Ливневый детектор размером $1 \times 2 \text{ м}^2$, состоящий из блоков свинцового стекла $10 \times 10 \times 35 \text{ см}^3$ /5/, является частью спектрометра ГИПЕРОН, работающего на 18 канале ускорителя ИФЭЗ в Серпухове.

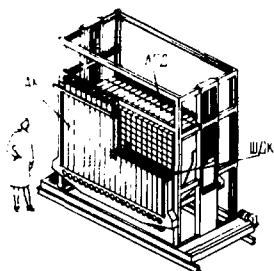


Рис.1. Ливневый годоскопический детектор установки ГИПЕРОН:

Электромагнитные ливни, образующиеся в активном конверторе АК, оставляют в ЩДК несколько следов заряженных частиц (в среднем 15 после АК толщиной 4 р.д.). Электронная аппаратура, состоящая из усилителя и быстродействующего параллельного АЦП с временем квантования сигнала 64 нс /6/, регистрирует поперечное распределение заряда в ливне. Распределение заряда при скорости дрейфа электронов в ЩДК 5 см/мкс квантовано с шагом $\approx 3 \text{ мм}$, что позволяет достаточно точно определять координаты оси ливня.

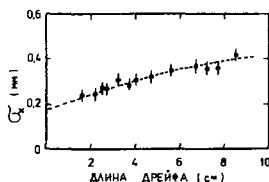


Рис.2. Пространственное разрешение ЩДК.

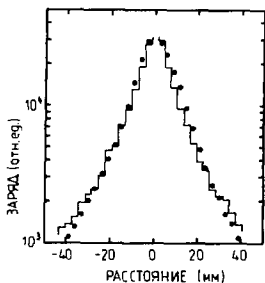


Рис. 3. Поперечное распределение заряда электромагнитного ливня с энергией 3 ГэВ в свинцовом стекле толщиной 4 р.д.; линия — расчет Монте-Карло, точки — экспериментальные данные.

Нами был проведен целый ряд методических исследований при различных толщинах конвертора, расстояниях АК-ЩДК, загрузках; использовались разные методы обработки данных^{1,2/}. На рис. 3 приведено поперечное распределение заряда ливня с энергией 3 ГэВ на глубине 4 р.д., полученное с помощью ЩДК и методом Монте-Карло по программе KISS-I^{7/7/}. Наблюдается хорошее совпадение расчетного и экспериментального распределений, что свидетельствует о том, что аппаратура на основе ЩДК не искажает информацию о поперечном распределении заряда ливня и практически не вносит ошибки в измерение координат оси электромагнитного ливня (табл.).

Таблица

Расчетные значения, полученные методом:	FWHM (мм)
центр тяжести без учета энерговыделения	8,3 \pm 1,3
максимум распределения без учета энерговыделения	7,6 \pm 0,8
центр тяжести с учетом энерговыделения	5,5 \pm 0,6
Экспериментальные значения:	
центр тяжести	7,9 \pm 0,2
максимум распределения заряда	5,8 \pm 0,2
взвешенный максимум распределения заряда	5,6 \pm 0,2

Экспериментальные значения максимума распределения заряда получены как координата центра ячейки с наибольшей амплитудой квантованного распределения заряда. Значения взвешенного максимума соответствуют координате центра тяжести фрагмента из 5 ячеек квантованного распределения заряда, группирующихся вокруг ячейки с наибольшей амплитудой. Из таблицы видно, что при определении положения максимума распределения получаем более высокое пространственное разрешение, чем при вычислении координаты центра тяжести.

С помощью ЩДК были измерены поперечные распределения заряда на разной глубине развития ливня в свинцовом стекле (рис. 4). Распределения на небольшой глубине (1-2) р.д. носят явно двухэкспоненциальный характер, на больших глубинах (> 3 р.д.) распределение переходит в одноэкспоненциальное. Измеренные нами константы затухания поперечного распределения заряда ливня в свинцовом стекле приводятся в работе^{12/}.

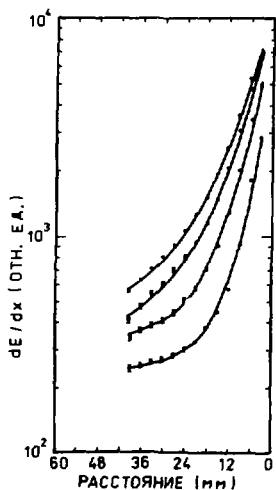


Рис. 4. Поперечное распределение заряда электромагнитного ливня с энергией 3 ГэВ в свинцовом стекле толщиной (снизу вверх) 1, 2, 3 и 4 р.д.

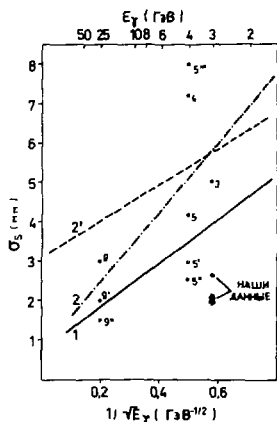


Рис. 5. Зависимость пространственного разрешения в ЛД с конвертором и дополнительным координатным детектором от энергии γ -кванта (электрона). Номера точек и линий соответствуют различным установкам $1/\sqrt{I}$.

Метод ШДК обеспечивает хорошую координатную точность, что иллюстрируется рис. 5. Все установки, результаты которых на рис. 5, оснащены дополнительным конвертором и координатным детектором, т.е. координаты оси ливня не измеряются многократно. Наши данные, полученные на пучке позитронов с энергией 3 ГэВ при толщине конвертора 3 р.д., обрабатывались различными методами (на рис. 5 точки сверху вниз): методом центра тяжести, методом максимума и методом взвешенного максимума распределения заряда.

Литература

1. Yu. A. Budagov e. a. Nucl. Instr. and Meth., A238 (1985) 74.
2. G. S. Bitsadze e. a. Nucl. Instr. and Meth., A251 (1986) 61.
3. Yu. A. Budagov e. a. Nucl. Instr. and Meth., A238 (1985) 245.
4. Yu. A. Budagov e. a. Nucl. Instr. and Meth., A255 (1987) 493.
5. Г. С. Бицадзе и др. Препринт ОИЯИ, 13-86-105, Дуона, 1986.
6. Yu. A. Budagov. Preprint JINR, 13-85-585, Dubna, 1985.
7. С. А. Amatuni. Preprint EPI-735(50)-84, Erevan, 1984.

LOW TEMPERATURE CALORIMETERS AS PARTICLE DETECTORS

A. Giuliani

Dipartimento di Fisica dell'Università e INFN, Milano, Italy

1. Introduction

Most of the detectors which have been used in particle physics up to now measure the amount of the ionization determined by the interaction of an ionizing particle with the detector itself. This operation principle implies inevitably two disadvantages, which, although negligible in many applications, might become intolerable in others. These disadvantages are the following ones:

- i) a particle which releases in the detector an amount of energy below the ionization threshold is undetectable;
- ii) only a part of the total energy deposited in the detector is converted into ionization (typically 30 %). This part is subjected to statistical fluctuations, and this sets an intrinsic limit to the detector resolution.

In the last years, interest is rising for experiments which either involve the detection of weakly interacting particles (solar and galactic neutrinos, dark matter candidates etc.) or require very high resolution detectors (tritium decay spectrum) and large mass active detectors with reasonably high resolution (double beta decay). For this kind of applications new experimental techniques are required, because traditional detectors are unsuitable or give hardly improvable results. Low temperature detectors are probably the best candidates for the experiments mentioned above and for others, just because they are not based on the collection of the ionization electrons; therefore they have a very low energy threshold for the detection of a particle; furthermore they can in principle measure the whole deposited energy: for this reason the only intrinsic limit to their resolution is related to the statistical fluctuations of the internal energy of the detector itself. This limit is theoretically and, at least in some cases, experimentally far better than the corresponding limit of traditional detectors. Several groups in the world have been working on the development of low temperature detectors for many years, and probably we shall have soon an experiment running with such a detector.

Low temperature detectors can be approximately divided into two categories: superconductive detectors and bolometers.

2. Superconductive detectors

I describe here two types of superconductive detectors^{1/}. The first type aims at a

very accurate energy spectroscopy, and consists of superconductive tunnel junctions; the second type is conceived for the detection of weakly interacting particles, and consists of a metal divided into small spherical granules kept in a metastable superconducting state.

2.1. Radiation detection by tunnel junctions

In a superconductor the energy level of the Cooper pairs is separated by an energy gap Δ from the first single particle ("quasiparticle") state. Δ is of the order of 1 meV. Therefore the energy ϵ necessary to create a pair of excitations in a superconductor is about two or three orders of magnitude lower than the corresponding energy in a semiconductor. If an amount of energy ΔE is deposited in the superconductor by a particle, the number N of the produced excitations is given by $N = \Delta E / \epsilon$; N can be 100 - 1000 times bigger than the corresponding number in a semiconductor detector. As the measure of ΔE is affected by an uncertainty $\sim FN^{-1/2}$, where F is the Fano factor, one can expect a potential gain in the energy resolution of at least one order of magnitude over conventional semiconductor detectors.

A very promising type of superconductive detector developed and studied in the last years is based on superconductive tunnel junctions. A superconductive tunnel junction consists of two superconductors separated by a thin isolating oxide film. Two types of quantum tunneling may occur: the Giaever tunneling, consisting of the tunneling of quasiparticles through a 50 - 100 Å oxide thickness, and the Josephson effect, consisting of a DC zero voltage current across the junction due the tunneling of Cooper pairs; for the Josephson effect a thickness of 10 - 20 Å is required. If a particle releases a certain energy in a Giaever junction, the temperature rises in a time estimated of the order of 1 ns; therefore some Cooper pairs are broken and more quasiparticles can tunnel through the oxide, giving rise to a measurable current pulse. The decay time of the heat pulse is given by the time of relaxation to the original helium temperature. As a high tunneling probability is required, the structures which are employed in practice are Josephson junctions, where the DC zero voltage current is quenched by a suitable externally applied magnetic field.

With this method alpha particles and x-rays were seen by some groups in the world^{2-9/}. I mention here the results obtained by Twerenbold and Zehnder: with a Sn/Sn₂O₃/Sn film 10 Å thick they resolved the 5.9 and 6.5 keV lines of a ⁵⁶Fe source with 67 eV FWHM, working at the temperature of 320 mK^{9/}(fig. 1).

2.2. Metastable superconducting granules

A superconducting state can be destroyed by the application of a magnetic field H , higher than a critical value H_c depending on the temperature. It is possible anyway to apply a field slightly higher than the critical one, keeping the metal in a metastable superconductive state. If the value of the field exceeds a threshold value H_{SH} , the superheated critical field, the metastability is suddenly broken and the metal gets normal. In a symmetric way, it is possible to define a supercooled critical field H_{SC} . In practice,

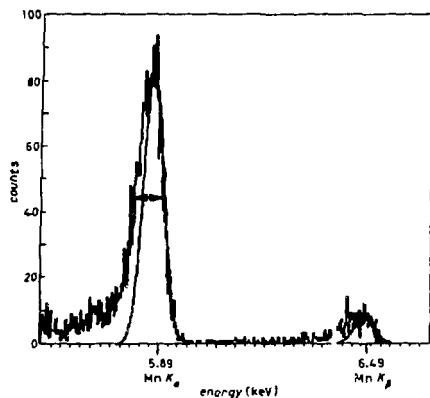
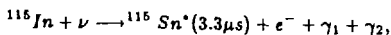


Fig.1. ^{55}Fe x-ray spectrum: 5.9 and 6.5 keV lines are resolved with 67 eV FWHM, using a Sn superconductive tunnel junction detector.

the upper limit of metastability is reached only if the metal is divided into small spherical granules, because in that case the surface is usually defect free ($< 35\mu\text{m}$ diameter for tin). The superheated state can be destroyed by the presence of nucleation centers of normal state at the surface of the granules. The energy deposited in a granule by a particle can provide a thermal nucleation center. Therefore the hit granule flips from a superconductive state to a normal state; the change of state can be read by the change of flux which occurs during the flipping, using for example a SQUID loop which surrounds the sample. This type of detector can be used for the detection of dark matter, of solar neutrinos, through the reaction



and of magnetic monopoles; in this last case the monopole provides a magnetic induction nucleation center by approaching a granule.

This type of detector was proposed and irradiation tests were performed as early as 1970. /10-13/. I mention here the recent works of L. Gonzales-Mestres and D.

Peret-Gallix /14,15/ from LAPP, France, of Turel, Drukier et al. /16/ from the Smithsonian Astrophysical Observatory, and of W. Seidel from TU, Munich /17/.

3. Bolometers

A bolometer is a low temperature detector consisting of three main structures: an energy absorber; a temperature sensor in good thermal contact with the absorber; an electro-thermal link which provides the electrical contacts for the readout of the signal and a weak thermal contact between the absorber and the heat sink.

3.1. Operation principle

When a particle interacts with the absorber, the amount of energy E deposited in it determines a temperature rise ΔT given by $\Delta T = E/C$, where C is the heat capacity of the absorber. In order to make ΔT measurable, C must be very low: hence the necessity to work at very low temperatures. Furthermore the choice of the material for the absorber must be very accurate in order to avoid possible high contributions to specific heat. From the point of view of the heat capacity the ideal absorber is a pure diamagnetic dielectric monocrystal, for which the only contribution to specific heat comes from the lattice. This contribution scales as T^3 at low temperatures, according to the Debye law. Normal metals are unsuitable because in addition to the lattice term there is an electronic term proportional to T at low temperatures, which generally dominates over the lattice term. Superconductors have an exponentially vanishing term for the electronic contribution to specific heat. Therefore also superconductors have a heat capacity given only by the lattice contribution below the critical temperature, but they cannot anyway be used as absorbers because the phonons created in the absorption process with energy greater than twice the superconductive bandgap are rapidly converted into quasiparticles; at very low temperatures the quasiparticle recombination time is very long and the energy stored in this form does not thermalize quickly enough to be detected as a temperature change.

The rise time of the temperature pulse is given by the thermalization time of the deposited energy. Since the mean free path of phonons is very long at low temperatures, the only effective thermalization mechanism is the phonon scattering from boundaries. Therefore the rise time is given by $\tau_R = L/V_s$, where L is the typical linear dimension of the absorber and V_s is the phonon propagation velocity, i. e. the velocity of sound in the crystal. For 1 cm^3 silicon absorber the expected rise time is of the order of $.1 \mu\text{s}$. The temperature pulse decays exponentially with a time constant $\tau_{th} = C/G$, where C is the heat capacity of the absorber-sensor system and G the thermal conductance of the link. Typical values for τ_{th} are $100 \mu\text{s}$ for "fast" detectors and few milliseconds for "slow" detectors.

The temperature pulse is converted into an electrical pulse by the temperature sensor, which consists of an electrical resistor whose resistance is strongly temperature dependent. The parameter $A = |d \log R / d \log T|$, the so-called sensitivity, characterizes the sensor. Typical values of A range from 1 to 100, depending on the type of thermistor. If the thermistor is a properly doped semiconductor, the mechanism of the electrical conductivity consists of the "hopping" by quantum tunneling of the electrons from a dopant site to another; the tunneling probability is affected by phonon-electron interactions, and this results in a strong increase of the resistance as the temperature decreases. Values of A ranging from 1 to 15 are possible with this method. Sensors can be realized also using superconductive films and choosing the operation temperature just around the critical temperature of the film, where the dependence of resistance on temperature is very strong and values of $A \sim 100$ are possible. The main difficulty in using this type of sensor consists of the narrowness of the temperature interval in which the detector can work (a few mK or less), while semiconductor sensors can assure an operation range of hundreds of mK.

The thermal contact between sensor and absorber can be obtained in several ways. The sensor can be attached to the absorber with special glues characterized by high thermal conductivity; otherwise it can be sintered on the absorber^{18/}; a particularly good way to realize the contact consists of starting with a piece of bulk silicon as absorber and then implanting only a small surface region of it to obtain the sensor. Sometimes the detector is totally doped; in that case sensor and absorber coincide. Superconductive thermistors can be directly deposited on the absorber in the form of films.

The electrothermal link is usually constituted by a pair of conductive wires, which generally provide also the mechanical support for the detector. When a large mass detector is realized, it will not be possible to sustain it by the wires; therefore it will be necessary to face and solve the problem of supporting mechanically a big object keeping the value of G in the desired range; test mountings are in preparation in Milan with this aim.

To obtain an electrical signal, the detector is biased with a constant voltage through a load resistor R_L . The electric power dissipated in the thermistor keeps the detector at an operation temperature T higher than the heat sink temperature T_0 . The temperature pulse is transduced into a resistive pulse and then into a voltage pulse across the sensor. The height of the pulse contains the informations about the energy deposited in the absorber.

Low temperature detectors generally work between .01 and 1.5 °K. Temperatures down to 1.2 °K can be obtained with a ⁴He cryostat, while to reach 0.3 °K a ³He cryostat must be employed; to go even lower the required techniques are the adiabatic demagnetization and the dilution refrigeration.

3.2-Resolution

J. Mather et al.^{19-21/} have elaborated a complete theory of the noise sources for bolometers. If a bolometer is used as a particle detector, the contributions to noise to be considered are the the following ones:

- i) the Johnson noise of the temperature sensor;
- ii) the so-called phonon noise, i.e. the noise due to the random flux of the energy carriers (phonons) between the detector and the heat sink through the thermal link;
- iii) the preamplifier noise;
- iv) the load resistor Johnson noise.

It is possible to show that the preamplifier noise and the load resistor noise can be made negligible by proper choices of the sensor resistance and of the load resistance, and that, by performing an optimum filtering of the signal, the contributions of points i) and ii) give together, in terms of rms energy:

$$\Delta E_{rms} = \xi(A) \sqrt{k_b T^2 C},$$

where ξ is a function of A that for enough high values of A (2 or more) and with an optimum choice of the bias voltage is less than 2, C is the heat capacity of the detector at the heat sink temperature and k_b is the Boltzmann constant.

If we consider a detector of 1 g of silicon working at the temperature of 10 mK, the formula listed above foresees a resolution of .2 eV. The main difficulty in reaching the theoretical limit to resolution is given by non-thermal deposition of energy. It is well known that a particle which interacts with a semiconductor deposits about 30 % of its energy in the form of electron-hole pairs. Radiative recombination of the pairs, trapping of the electrons and of the holes, formation of long living excitons are possible mechanisms which could lead to a non-complete thermalization of the released energy and consequently to a deterioration of the resolution. Only the experiments can say the last word on this kind of problems.

3.3-Experimental results on bolometers

I review here the results obtained by some of the groups in the world which work on bolometers.

The University of Wisconsin - Goddard Space Flight Center collaboration^{/21-25/} obtained the best results in terms of resolution on 5.9 and 6.5 keV x-rays from a ⁵⁵Fe source. They tested successfully several types of calorimeters, such as silicon crystals, both melt-doped and ion implanted, NTD germanium crystals and HeCdTe absorbers. With a detector of the last type they obtained a resolution of 35 eV FWHM, in agreement with the prediction of Mather's theory^{/23,25/} (fig. 2). This collaboration intends to develop detectors for astrophysical applications and for the measurement of the tritium decay spectrum, in order to determine the $\bar{\nu}_e$ mass.

N. Coron et al.^{/26/} tested a composite bolometer, consisting of a small (.02 mm thickness, 0.5-20 mm diameter of surface area) diamond absorber and of a semiconductor sensor. They obtained a resolution of 36 keV on alpha particles working at the temperature of 1.2 °K (fig. 3). With a detector of the same type they detected simultaneously different kinds of events (α 's + γ -rays and β 's + ~ 20 keV x-rays) with high linearity (better than 1.5 % from 20 keV to 6 MeV)^{/27/}. Another remarkable result obtained by this group^{/28/} is a spectrum from a thin ²²⁴Ra parent source shown in fig. 4: the presence of satellite peaks at the higher energy side can be explained by the recoils of some nuclei into the detector, with consequent simultaneous measurement of the succeeding alpha-emission and of the associated recoil nuclear energy; this can be considered the first experimental proof of the capability of a bolometer to measure low-ionizing and non-ionizing events. The development of this detector is a part of a general program aiming at a neutrino mass measurement based on the study of the internal bremsstrahlung spectrum in electron capture β decay^{/27/}.

Alpha particle tests were performed also by J. C. Overley et al.^{/28/}, using a sapphire absorber and a germanium sensor glued on it.

My group in Milan tested several detectors, both for x-rays and alpha particles. We measured the specific heat of pure and doped silicon as a function of temperature using for the first time the known energy delivered by a particle; we found a behaviour for pure silicon in excellent agreement with the Debye law down to 360 mK^{/31,32/}. Our

group has developed in collaboration with SGS ^{32,33/} a standard procedure to realize high sensitivity Si:As and Si:P implanted thermistors. Using these samples, we have seen particles both in the keV range (⁵⁵Fe x-rays) and in the MeV range (alpha particles), working of course at different temperatures^{33/}. The resolution on alpha particles from a ²²⁸Ra source obtained with these devices is 1-2 %, and that allows us to observe the same phenomenon described by N. Coron et al., i. e. a fine structure in the lines due to the measurement of the recoiling nucleus energy. A slightly worse resolution on the same source was obtained with a relatively big silicon absorber (2X3X.5 mm³) glued at an As and Ga melt-doped Ge sensor ^{34/}. The main aim of my group is the realization of a large detector for double beta decay, choosing as active absorbers elements and compounds

Fig.2: ⁵⁵Fe lines resolved with a TeCdHg absorber. In the insert, a typical pulse.

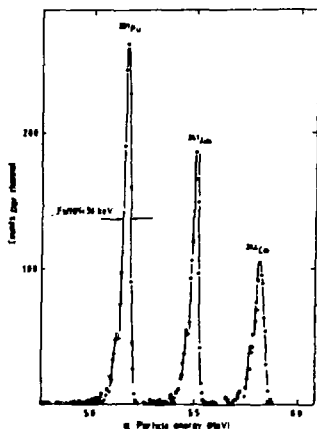
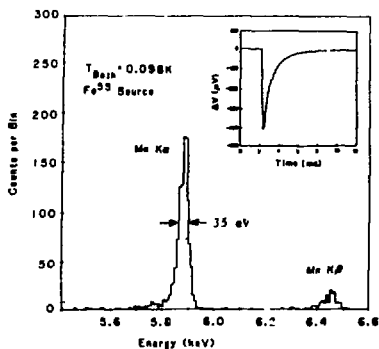


Fig.3. Alpha energy spectrum from a mixed source of ²³⁹Pu, ²⁴¹Am and ²⁴⁴Cm, obtained with a .25 mm³ diamond absorber.

which cannot be easily used in the standard detector technology $^{85}/(\text{Se}, \text{Te}, \text{CaF}_2$ and maybe Nd and Mo).

I would like to mention also the first experimental results of C. Cabrera et al.^{/86/}. They detected alpha particle pulses using a silicon absorber and a superconductive aluminium film as a sensor. What is interesting is their final aim^{/87,88/}, i. e. the realization of a big silicon detector for neutrinos and dark matter, with strips of superconductive films on all the surface of the crystal, working as independent sensors; in such way they hope to reconstruct the spatial structure of the event from the time of flight of ballistic phonons in silicon.

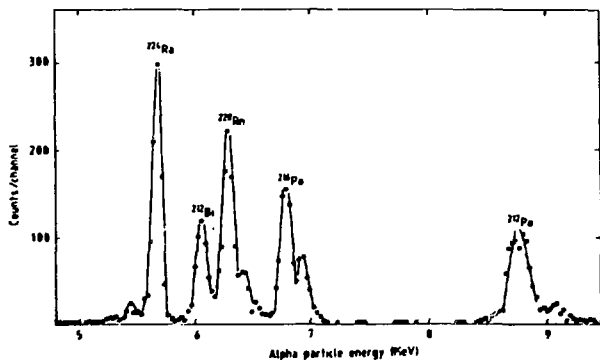


Fig.4. Alpha energy spectrum from a ^{224}Ra source; the satellite peaks at the higher energy side are caused by nuclear recoils.

4. Conclusions

Some problems are still to be solved for the realization of a low temperature detector employable in a physics experiment. Particularly, there are open questions which involve a number of interesting and poorly-understood solid state phenomena. For this reason a deeper collaboration among solid-state, low temperature and particle physicists would be desirable. The hard technical challenges and the crucial physics applications make the search in this field very exciting. Should this detection technique keep its theoretical promises, and there are indications that this is possible, it would probably change the face of nuclear spectroscopy and of elementary particle physics without accelerators.

References

- [1] A. Barone, S. De Stefano and K. E. Gray, Nucl. Instr. and Meth., A235(1985)254
- [2] G. H. Wood and B. White, Appl. Phys. Lett., 15(1969)237

- [3] G. H. Wood and B. White, *Can. J. Phys.*, 51(1973)2032
- [4] M. Kurakado and H. Mazaky, *Phys. Rev.*, B22(1980)168
- [5] M. Kurakado and H. Mazaky, *Nucl. Instr. and Meth.*, 185(1981)141
- [6] M. Kurakado and H. Mazaky, *Nucl. Instr. and Meth.*, 185(1981)149
- [7] G. Darbo, G. Gallinaro, S. Vitale, A. Barone, A. Siri, S. De Stefano e R. Vaglio, *Nucl. Instr. and Meth.*, A234(1985)61
- [8] H. Kraus, T. Peterreins, F. Probst, F. v. Feilitzsch, R. L. Moessbauer, V. Zacek and E. Umlauf, *Europhys. Lett.*, 1(1986)161
- [9] D. Twerenbold and A. Zehnder, "Superconductive Sn/Sn-ox/Sn Tunneling Junctions as High-Resolution x-ray Detectors", preprint;
D. Twerenbold, *Europhys. Lett.*, 1(1986)209
- [10] H. Bernas, J. P. Burger, C. Vallette and S. J. Williamson, *Phys. Lett.*, 24A(1967)721
- [11] A. K. Drukier and C. Vallette, *Nucl. Instr. and Meth.*, 105(1972)285;
J. Blot, Y. Pellan, J. C. Pineau and J. Rosenblatt, *J. Appl. Phys.*, 45(1974)1429
- [12] D. Hueber, C. Vallette and G. Waysand, *Nucl. Instr. and Meth.*, 167(1979)201;
J. Behar, J. M. Cardi, B. Herszberg, D. Hueber, C. Vallette and G. Waysand, *J. Phys.* 39(1978)C61201
- [13] G. Waysand, Rencontre de Morion on Massive Neutrinos, La Pagne 1984, (ed., J. Tran Thanh Van) *Frontiers*, 91 GIF (France) p. 318
- [14] L. Gonzales-Mestres and D. Perret-Gallix, "Superheated Superconducting Granules: a Detector for Particle Physics and Astrophysics ?", talk given at the International School on Astro-particle Physics, Erice, January 5-25, 1987
- [15] L. Gonzales-Mestres and D. Perret-Gallix, "New Results on the Basic Properties of Superheated Granules Detectors", Workshop on Low Temperature Devices for the Detection of Low Energy Neutrinos and Dark Matter, Ringberg Castle (Bavaria), 11-13 March 1987
- [16] B. G. Turrel, A. Kotlicki, M. A. LeGros and A. K. Drukier, "Feasibility Investigation of a Superheated Superconducting Colloid (SSC) Calorimeter", preprint
- [17] W. Seidel, TU Garching 1985, Thesis
- [18] T. O. Niinikoski, private communication
- [19] J. Mather, *Appl. Opt.*, 21(1982)1125
- [20] J. Mather, *Appl. Opt.*, 33(1984)584
- [21] S. H. Moseley, J. C. Mather and D. McCammon, *J. Appl. Phys.*, 56(1984)1257
- [22] D. McCammon, S. H. Moseley, J. C. Mather and R. F. Mushotzky, *J. Appl. Phys.* 56(1984)1263
- [23] D. McCammon, M. Juda, J. Zhang, R. L. Kelley, S. H. Moseley and A. E. Szymkowiak, *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, 33(1986)236
- [24] D. McCammon, M. Juda, D. D. Reeder, R. L. Kelley, S. H. Moseley and A. E. Szymkowiak, Telemark International Conference on Neutrino Mass and Weak Interactions, 1984

- 25] D. McCammon, Private communication to G. F. Cerofolini
- [26] N. Coron, G. Dambier, G. J. Focker, P. G. Hansen, G. Jegoudez, B. Jonson, J. Leblanc, J. P. Moalic, H. L. Ravn, H. H. Stroke and O. Testard, *Nature*, 314(1985)75
- [27] N. Coron, G. Artzner, G. Dambier, G. Jegoudez, J. Leblanc, J. P. Lepeltier, J. Y. Deschamps, R. Rocchia, A. Tarrus, O. Testard, P. G. Hansen, B. Jonson, H. L. Ravn, H. H. Stroke and E. Turlot, *SPIE x-Ray Instrumentation in Astronomy*, 597(1985)389
- [28] H. H. Stroke, G. Artzner, N. Coron, G. Dambier, P. G. Hansen, G. Jegoudez, B. Jonson, J. Leblanc, J. P. Lepeltier, G. Nyman, H. L. Ravn and O. Testard, *IEEE Trans. on Nucl. Sci.*, 33(1986)759
- [29] A. de Rujula, *Nucl. Phys.*, B188(1981)414
- [30] J. C. Overley, H. F. Lefevre, I. G. Nolt, J. V. Radostitz, S. Predko and P. A. R. Ade, *Nucl. Instr. and Meth.*, B10/11(1985)928
- [31] T. O. Niinikoski, A. Rijllart, A. Alessandrello, E. Fiorini e A. Giuliani, *Europhys. Lett.*, 1(1986)499
- [32] A. Alessandrello, D. V. Camin, G. F. Cerofolini, E. Fiorini, A. Giuliani, C. Liguori, L. Meda, T. O. Niinikoski and A. Rijllart, to be published in *Nucl. Instr. and Meth.*
- [33] A. Alessandrello, M. Buraschi, D. V. Camin, E. Fiorini, A. Giuliani, G. Pessina and G. Pignatelli, to be submitted to *Europhys. Lett.*
- [34] A. Alessandrello, D. V. Camin, E. Fiorini, A. Giuliani and G. Pessina, to be published in *Nucl. Instr. and Meth.*
- [35] E. Fiorini and T. O. Niinikoski, *Nucl. Instr. and Meth.*, 224(1984)83
- [36] B. Neuhauser, B. Cabrera, C. J. Martoff and B. A. Young, to be published in *Nucl. Instr. and Meth.*
- [37] B. Cabrera, L. Krauss and F. Wilzcek, *Phys. Rev. Lett.*, 55(1985)25
- [38] B. Cabrera, C. J. Martoff and B. Neuhauser, submitted to *Nucl. Instr. and Meth.*

4. ДЕТЕКТОРЫ ЧЕРЕНКОВСКОГО И ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ CHERENKOV AND TRANSITION RADIATION DETECTORS

DESIGN OF THE FORWARD RICH COUNTER IN DELPHI AND RESULTS FROM OPERATION OF A FULL-SCALE PROTOTYPE

P. Beltran¹⁾, O. Botner⁵⁾, I. Dahl-Jensen³⁾, Ph. Dam³⁾, G. Damgaard³⁾, M. Dris¹⁾, W. Dulinski²⁾, T. Ekelöf⁵⁾, A. Hallgren⁵⁾, I. Herbst⁶⁾, H. Johansson⁵⁾, B. Koene⁴⁾, P. Kokkinias¹⁾, P. Kostarakis¹⁾, G. Lenzen⁶⁾, P. Lorenz⁶⁾, A. Markou¹⁾, L. Mattsson⁵⁾, J. Michalowski²⁾, B.S. Nielsen³⁾, K. Pankoski²⁾, G. Polok²⁾, J. Thadome⁶⁾, M. Turala²⁾, J. Werner⁶⁾, and E. Zevgolatakos¹⁾.

Demokritos-Krakow-NBI-NIKHEF-Uppsala-Wuppertal Collaboration

Presented by T. Ekelöf

¹ 1. Introduction

It is now more than ten years ago that the use of photoionizing vapors in MWPC's was first proposed^{/1/} as a basis for imaging of Cherenkov UV-light in High Energy Physics experiments. The optical scheme of the Ring Imaging Cherenkov (RICH) counter that was first proposed^{/2/} for experimentation at LEP required a counter of spherical geometry. A different optical scheme, based on proximity focusing and nonaxial optics, proposed^{/3/} in 1981 made way for a counter of cylindrical geometry with two planar end-caps in the forward regions. A counter of such geometry was approved for the DELPHI experiment^{/4/} at LEP in 1982.

The purpose of the RICH counters in DELPHI is to provide $e/\pi/K/p$ identification, in particular at high energies (up to 20-30 GeV) where the particle identification based on dE/dx and time-of-flight has only a very limited reliability or no reliability at all. In Figure 1 is shown the result of a Monte Carlo simulation of the predicted identification capability of the Forward RICH Counter in DELPHI. Particles of known identity (e, π, K, p) were generated in the core of a QCD jet and the full event was simulated in the Forward RICH detector. For each generated particle identity and as a function of the particle momentum, the figure shows the identification probabilities at the 4σ level for the reconstructed particle including possible ambiguities, e.g. $e/\pi, \pi/K$ ambiguous identification.

-
- 1) NRC Demokritos, Athens, Greece
 - 2) Institute of Nuclear Physics, Krakow, Poland
 - 3) Niels Bohr Institute, Copenhagen, Denmark
 - 4) NIKHEF, Amsterdam, Holland
 - 5) Department of Radiation Science, Uppsala, Sweden
 - 6) Wuppertal University, Federal Republic of Germany

As part of the combined hadron identification system of DELPHI, the physics motivations for an essentially 4π coverage are many. In the forward regions in particular, forward-backward asymmetry measurements of flavour tagged jets are important goals.

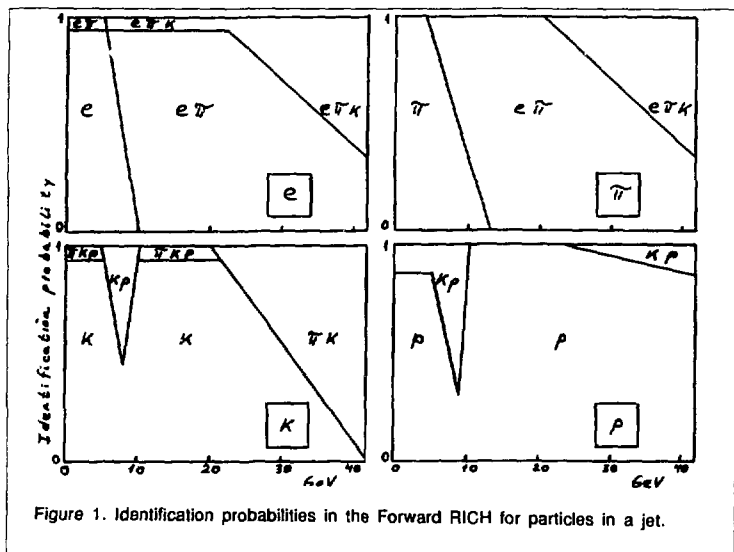


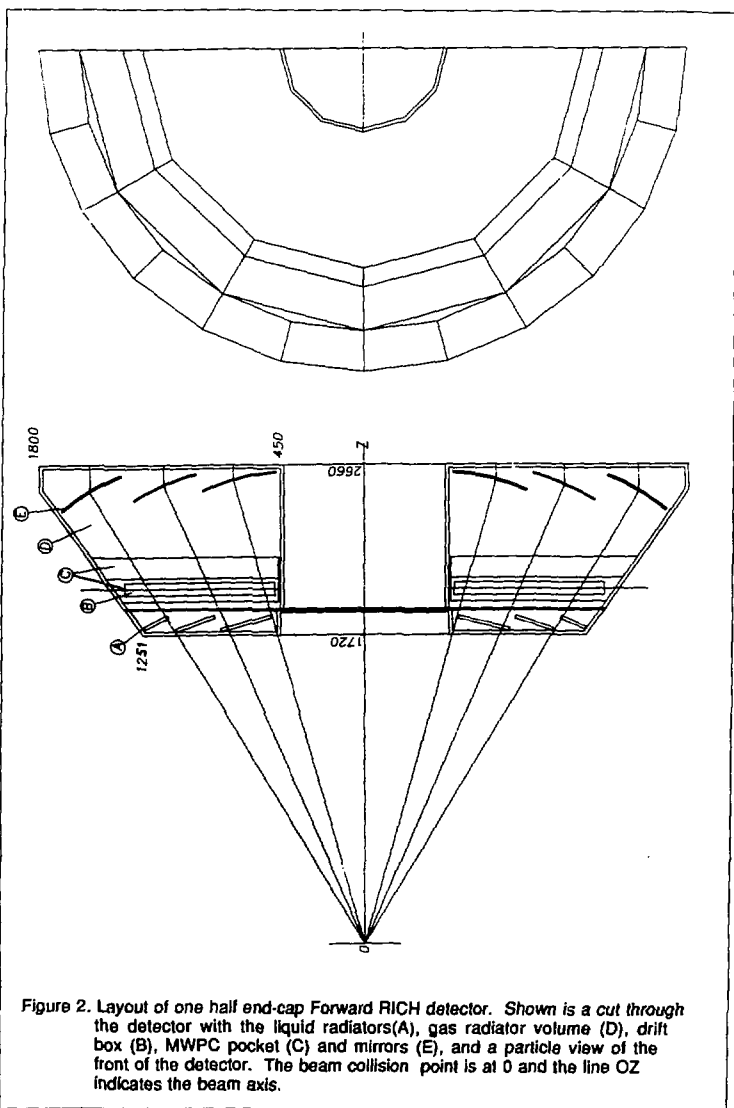
Figure 1. Identification probabilities in the Forward RICH for particles in a jet.

Below is given a brief description of the overall design of the Forward RICH Counter in DELPHI and a summary report on the results obtained with a full-scale prototype of the counter operated in a 10 GeV/c pion beam from the CERN PS. A more complete report on the same subject may be found in ref. 5. Test results obtained with the cylindrical Barrel RICH in DELPHI can be found in ref. 6.

2. The design of the Forward RICH in DELPHI

The Forward RICH in DELPHI consists of combined liquid and gaseous RICH detectors with full azimuthal coverage in the forward regions, $12^\circ < \theta < 35^\circ$ and $145^\circ < \theta < 168^\circ$. Detection of the photons from both the 1 cm thick liquid radiator (C_6F_{14}) and the ~ 58 cm of gaseous radiator (C_5F_{12}) is done by double-sided photo-sensitive Time Projection Chambers.

The layout of one half of the Forward RICH end-cap is shown in Figure 2, and a 3-dimensional drawing from the Monte Carlo geometry data-base is seen in Figure 3. Each end-cap is mechanically built in two halves, joined together in the vertical plane to form a complete detector with inner radius of 450 mm and outer radius increasing from 1251 mm to 1800 mm over a length of 940 mm. Inside the vessels, the detector is built in identical sectors, each covering 30° in azimuth.



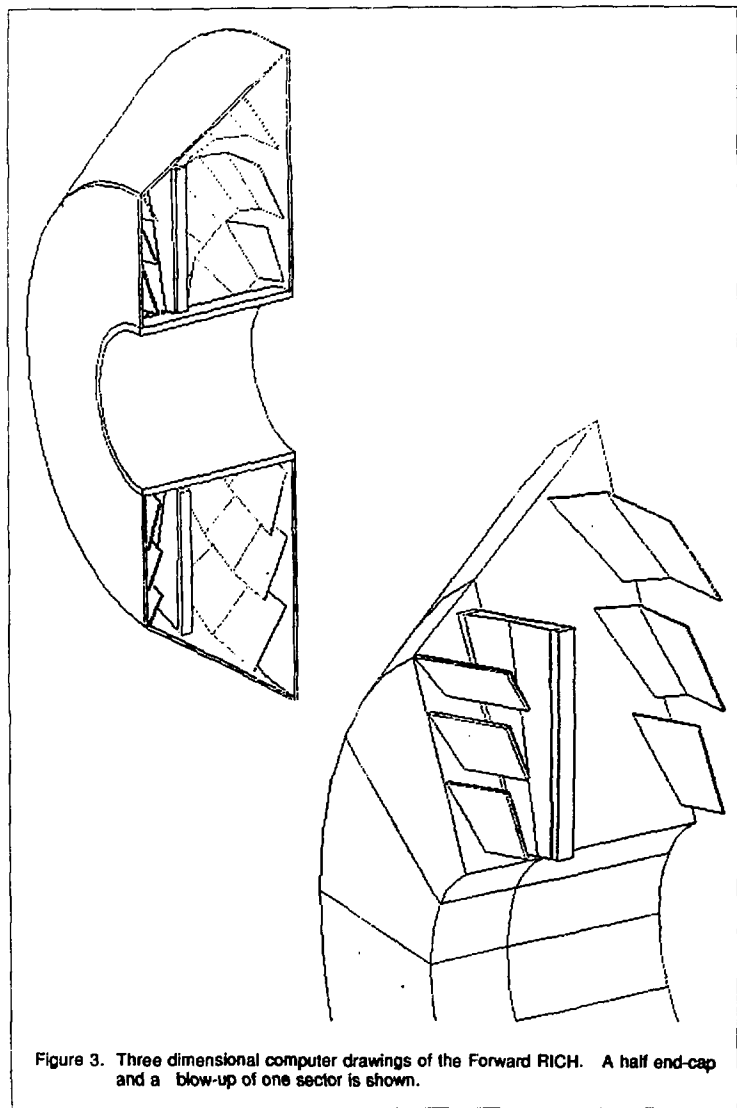


Figure 3. Three dimensional computer drawings of the Forward RICH. A half end-cap and a blow-up of one sector is shown.

The detector vessels contain the gaseous radiator and keep the whole detector at an elevated temperature of approximately 40°C. They are mounted on support tubes attached to the DELPHI magnet-yoke end-caps.

Each 30° sector contains 3 liquid radiator planes with a 1 cm thick layer of C₆F₁₄, tilted such that their normals point to the e⁺e⁻ collision point. Quartz windows allow the produced photons to penetrate into the vessel volume and to reach the photon detector plane.

A set of spherical mirrors with a focal length of 60 cm focus the photons emitted in the gaseous C₅F₁₂ radiator onto the other side of the photon detector plane. There are 5 mirrors per sector, mounted on the down-stream wall of the detector vessel in an arrangement as seen in Figure 3.

The photon detector consists of planar Time Projection Chambers (TPC) positioned perpendicularly to the beam direction and covering one 30° sector each. Both faces are made of quartz in order to allow the penetration of Cherenkov photons into the drift-volume. In the presence of the photo-sensitive agent TMAE in the drift gas, the Cherenkov photons release electrons by photo-ionization. An electric drift-field is directed perpendicularly to the radial border lines between sectors and in opposite directions on either side of the radial division line in the middle of the sector. As the magnetic field of the DELPHI solenoid is perpendicular to the photon-detector plane, the electrons do not drift along the electric field-lines, but will follow inclined trajectories. The maximum driftlength in the drift box is 34 cm, assuming a Lorentz angle of 30°.

An 80 cm long multi-wire proportional chamber (MWPC) is located in a pocket along both radial border lines of each sector. The chamber has 320 wires perpendicular to the faces of the drift volume, and 20 groups of 12 cathode strips in the radial direction. The 3-dimensional position of the photon conversion point is measured by the wire and strip position and the drift time. A photon screen ("cloison") around the wires prevents excessive photon feed-back. The chambers are mounted on the outer drift-box flange and can be extracted outwards in the radial direction for access.

The preamplifiers are mounted on the MWPC's inside the pockets in the drift box. Twisted-pair cables lead the signals out to amplifying and discriminating units and then to 12-bit time digitizers. There are approximately 27,000 channels of preamplifiers, postamplifiers and discriminators which are reduced by a factor four in number by a two-fold OR'ing and another two-fold multiplexing before the time digitization.

Three separate fluid control systems are required for the operation of the counter, one to provide the heated TMAE-saturated drift gas and the other two to supply the purified gaseous and liquid radiator perfluorocarbons at regulated temperature and pressure.

The data acquisition system relies on the Fastbus-resident LEP Time-Digitizer (LTD) which has been developed at CERN. Calibration, testing and monitoring is performed by a dedicated μ VAX system through Fastbus, and the read-out is under control of Fastbus-resident micro-processors.

Slow controls of the fluid system and voltage settings are handled by separate systems based on G64 computers.

The off-line software is presently being developed. In addition to reconstruction of Cherenkov rings and resulting particle identification, programs are needed for alignment, calibration and general performance diagnostics.

The Forward RICH Counter in DELPHI is built in a collaboration of six institutions which share the main responsibilities as follows:

- | | |
|--------------|---------------------------------|
| - Cracow | Detector vessel and drift boxes |
| - NIKHEF | Liquid Radiator containers |
| - NBI | Mirrors |
| - Uppsala. | Multiwire proportional chambers |
| - Demokritos | Electronics |
| - Wuppertal | Fluid systems |

In addition, several institutions contribute to the software development, online as well as offline.

3. The Forward RICH Prototype

The design of a full-scale prototype of the Forward RICH Counter was worked out in the beginning of 1984 and the construction of the various parts was made during 1984. The prototype was assembled at CERN during 1985 and the first tests with beam tracks were made at the PS in August 1985. The first Cherenkov photon rings were seen during the autumn of 1986. In the spring of 1987, the operation of the drift box and different MWPC's were tested in a magnetic field, and in the summer of 1987 further beam tests were carried out with new MWPC prototypes and preamplifiers.

The Forward RICH Counter Prototype consists of a vessel that corresponds to 1/4 of one full Forward RICH end-cap, i.e. three azimuthal sectors. Of these the middle sector is equipped with a full set of five mirrors, a single liquid radiator container and a drift box with MWPC's.

The whole vessel is suspended in a double frame which allows horizontal and vertical rotation of the counter. These frames are in turn mounted on a platform that can translate vertically and transversely to the particle beam. The prototype fluid-system is also mounted on this platform. The beam set-up also comprises beam trigger scintillators upstream and downstream of counter.

The MWPC's are read out through preamplifiers mounted on the chambers. These are connected through twisted pair cables to amplifier-discriminator units and time digitizers (DTR's) in crates located in the beam area. The online computer (NORD 10) is located in the experimental hut together with HV sources and controls as well as the trigger electronics.

The Forward RICH Prototype has been used to test prototypes of the individual components of the Forward RICH Counter, first separately and then in conjunction. The build-up and assembly has in itself been a useful exercise. Much experience was gained while testing the tightness and when eliminating leaks in the vessel, the liquid container and the drift volume of the Forward RICH Prototype. Adjustments needed when fitting the various components together, e.g. the MWPC into the drift box, also gave some practical experience. The operation of the prototype fluid-system with the fairly large gaseous radiator volume (1.5 m^3) of the prototype has constituted a test of the final fluid system.

Operation of the Forward RICH Prototype at the CERN PS, with detection of dE/dx tracks from minimum-ionizing beam-particles traversing the drift volume has provided valuable measurements of the drift-field homogeneity in the photon-detector. Detection of UV-photons from a hydrogenic flash-lamp has been used to test the various MWPC prototypes and associated front-end electronics from the point of view of plateau curves, electronics cross-talk, photon feed-back and magnetic-field effects.

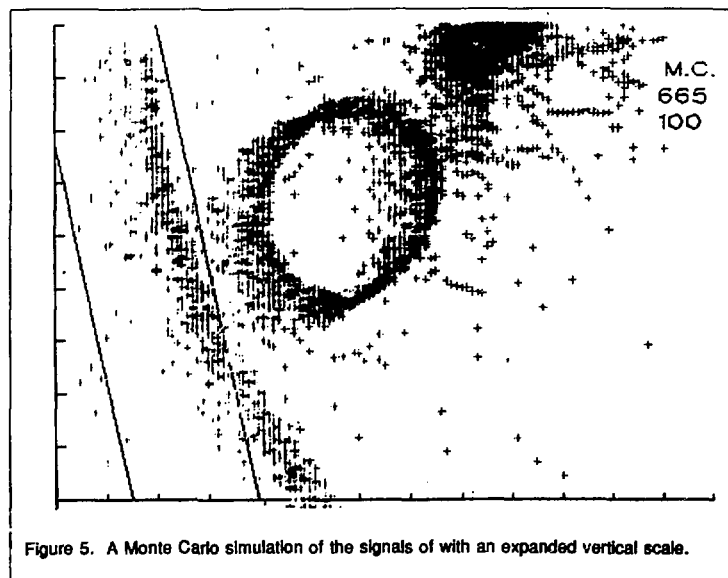
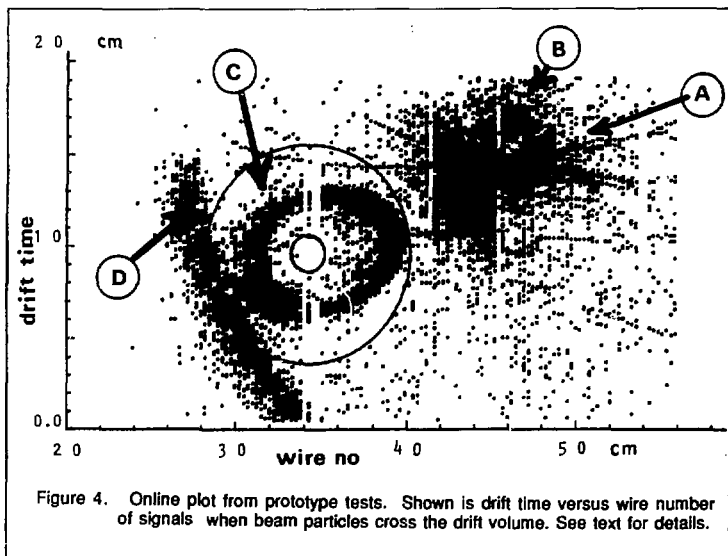
4. Results obtained with the Forward RICH Prototype detecting Cherenkov photons

Starting in the summer of 1986, the prototype was used to detect Cherenkov photons produced by test beam particles traversing the detector. It was equipped with one MWPC of which 120 wires and the corresponding cathodes were read out. A pencil beam was defined by two $5 \times 5 \text{ mm}^2$ scintillators and the prototype was rotated so as to simulate the geometry at LEP.

For a typical position, the geometry and the observed signals are illustrated in Figure 4. The figure is an on-line plot showing the drift-time versus wire-number for signals produced by about 1000 beam particles. The beam-particles cross the drift-volume at -A- producing hits on about 12 wires. Surrounding the ionization signal is a cloud of signals -B- from Cherenkov light produced in the entrance quartz window of the drift volume. At -C- is seen the ring of photo-electrons produced by the Cherenkov light from the gas radiator (the white bands near the centre of the circle are caused by three dead wire-channels in the MWPC), and at -D- part of the ring from the liquid radiator.

A Monte Carlo simulation of the signals for this geometry is shown in Figure 5 (with the vertical scale expanded compared to Figure 4). In addition to the geometry, the following factors enter in the Monte Carlo simulation:

- The transmission of the liquid radiator C_6F_{14} ; this was measured for the liquid actually used.
- The transmission of the quartz plates. When the quartz plates were delivered, their transmission was measured using a monochromator. However, the monochromator available



at that time could not operate down to the lowest wave-lengths of interest. In the Monte Carlo have been used the measurements done for the Omega-RICH counter at CERN which was built with quartz from the same manufacturer.

- The TMAE quantum efficiency; the measurements of Holroyd et al.^[7] have been used.
- The transmission of the gaseous radiator C₅F₁₂. In the 1986 runs with C₅F₁₂ a leak to the outside, discovered only after the run, resulted in a low transmission, which was measured with a monochromator just after the run.
- The mirror reflectivity; this was measured on small test mirrors aluminized together with the prototype mirrors. A typical value is 0.75.

In a first series of runs in August 1986, the TMAE temperature was 13°C giving an absorption length in the detection gas of 50 mm, i.e. about equal to the geometrical depth of the drift volume.

The performance of the full system with respect to the detection of Cherenkov photons can be summarized in the measured values of N_0 and the Cherenkov angular resolution, for both liquid and gaseous radiator. The value N_0 determines the number of observed photo-electrons N_{pe} in a Cherenkov detector through the relation

$$N_{pe} = N_0 L \sin^2\theta$$

where θ is the angle of emission of the Cherenkov light and L is the length of the radiator. In addition to the above mentioned transmissions of radiator media and quartz windows, mirror reflectivity and the TMAE quantum efficiency, N_0 is sensitive to the drift-field homogeneity and drift gas purity, to the MWPC collection efficiency and the amplification/threshold efficiency and to cross-talk and background. The resolution in the measurement of the Cherenkov angle is sensitive to the alignment of the detector elements and of the beam, to the shape of the mirrors, to the electron drift diffusion and drift-field distortions, and to the position-resolution of MWPC's.

4.1 Results obtained with the liquid radiator

From measurements of the Cherenkov photon-signal from the liquid radiator for different counter positions in the beam, a number of photo-electrons N_{pe} ranging from 16.5 to 17.9 per full ring was obtained. The Monte Carlo simulation predicted $N_{pe} = 20.5$ per full ring.

The observed N_{pe} of about 17 corresponds to a N_0 value of 43 cm⁻¹ and the Monte Carlo prediction of $N_{pe} = 20.5$ corresponds to a N_0 of 52 cm⁻¹. These numbers are influenced by the low TMAE temperature. At 30°C the prediction would be $N_0 = 63$ cm⁻¹. The expected N_0 has also been evaluated using the transmission of the quartz delivered for the final counter and the latest sample of liquid C₆F₁₄. In this case the predicted value is $N_0 = 60$ cm⁻¹.

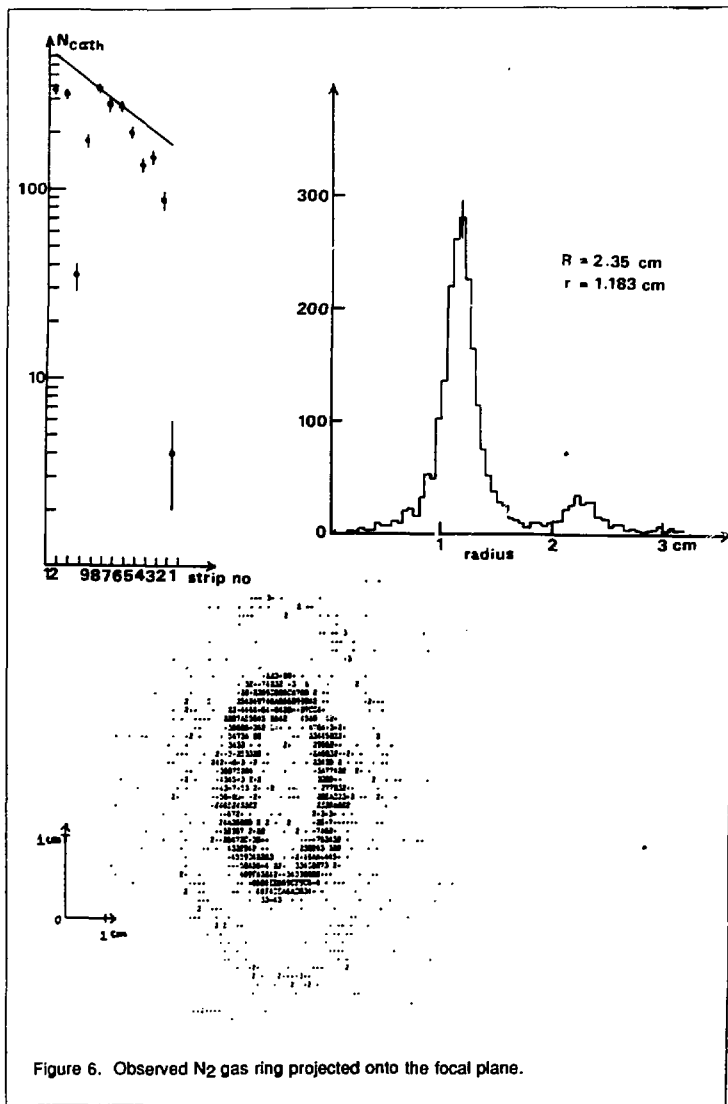


Figure 6. Observed N_2 gas ring projected onto the focal plane.

For the angular resolution, we expect from the Monte Carlo $\sigma = 7$ mrad per photo-electron. We observe $\sigma = 10$ mrad which however, includes the spread due to the finite beam size. When correcting for this effect, the observed resolution is compatible with the one expected.

4.2 Results obtained with the gaseous radiator

In the first runs the gaseous radiator volume was filled with N_2 . Figure 6 shows the projection of the gas ring onto the focal plane. To make this projection the conversion-depth coordinates obtained from the cathode-strip signals are used. The upper left-hand figure shows the cathode strip distribution. The line on the figure is drawn with the slope corresponding to the absorption length in the TMAE and normalized to the number of anode signals. The right-hand figure shows the distribution of radii. Two rings are seen because of the low TMAE temperature: the main ring from the N_2 radiator and the secondary ring from photons produced in the ethane gas of the drift volume.

Late in 1986, the detector vessel was made operational with C_5F_{12} as gaseous radiator at $40^\circ C$. The TMAE temperature was $27^\circ C$. Figure 7 shows the observed rings and the distribution of mean radii. The beam momentum was 10 GeV/c. Clean peaks corresponding to K's and π 's are seen. In 1987, Cherenkov rings were again measured with N_2 as radiator gas. Data were also taken with C_5F_{12} as radiator gas, but the analysis is not yet finished.

Table summarizes the observed and expected number of photo-electrons, the corresponding N_0 's and the angular resolutions for the gaseous radiator.

Table 1: Summary of results from Cherenkov photons in the gas radiator

Gas	TMAE temp.	$N_{pe}(obs)$	$N_0(obs)$	$N_0(MC)$	$\alpha(obs)$ per photo-electron
N_2	$13^\circ C$	0.9	40	61	1.7 mrad
C_5F_{12}	$27^\circ C$	6.1	35	42	2.1 mrad
N_2	$20^\circ C$	1.4	62	76	not yet checked

The expected angular resolution is 1.8 mrad per photo-electron, including an estimated contribution from the beam divergence of 1 mrad. The N_2 values for the N_2 radiator are influenced by the low TMAE temperatures. The N_0 value for C_5F_{12} is low due to the air leak.

5. Concluding remarks

The results obtained and experience gained from the test work with the Forward RICH Prototype show that it will be possible to reach a performance of the Forward RICH Counters in DELPHI that is close to expectation. The construction of the Forward RICH Counters has now started and the installation in DELPHI at LEP is planned for 1989.

References:

1. J. Séguinot and T. Ypsilantis; Nucl. Instrum. and Methods 142, (1977) 377.
2. T. Ekelöf, J. Séguinot, J. Tocqueville and T. Ypsilantis; Physics Scripta, 23 (1981) 718.
3. T. Ekelöf; Applications of the RICH technique, Proc. Int. Conf. HEP, Brighton, July 1983, RAL Pub (1983) p.437 and The experimental method of Ring-Imaging Cherenkov (RICH) Counters, Proc. 1984 SLAC Summer Institute on Particle Physics, SLAC Report No 281, p. 244.
4. The DELPHI Collaboration; A detector with lepton, photon and hadron identification, Letter of intent, CERN, DELPHI 82/1, Jan. 1982 and DELPHI Technical Proposal, CERN, DELPHI 83-66/1, May 1983 and DELPHI Progress Report, CERN, DELPHI 84-60, GEN-11/1, Sept. 1984.
5. C. Botner et al.; Forward RICH Review Report, CERN, DELPHI 88-7 GEN 73/RICH 30, 22 Febr. 1988.
6. R. Arnold et al.; A Ring Imaging Cherenkov Detector The DELPHI Barrel RICH Prototype, Part A Strasbourg CRN/HE 87-01, Part B CRN/HE 87-08, submitted to Nucl. Instrum. and Methods.
7. R.A. Holroyd, J.M. Preses, C.L. Woody and R.A. Johnson; Nucl. Instrum. and Methods A252 (1986) 188.

ANALYSIS OF CHERENKOV RINGS MEASURED WITH THE FINAL CHAMBERS OF THE DELPHI BARREL RICH

D. Bloch, M. Dracos, W. Dulinski¹, D. Husson, P. Juillot, M. Schaeffer, E. Aria,
J.D. Berst, E. Christophel, J.P. Froberger, N. Mayet

CRN and Université Louis Pasteur, Strasbourg, France

1. TEST BEAM SET - UP

Figure 1 shows a schematic drawing of the set-up. Charged pions from the beam radiate Cherenkov photons in an isobutane gaseous radiator (S.T.P.) of 48.2 cm depth. These photons are reflected on a 50 cm - focal length spherical mirror which focalizes them into a drift tube filled with a 75% methane - 25% ethane mixture and TMAE at 25°C. The drift tube has 16 cm length (along the drift direction), 34 cm width and 6 cm depth. The TMAE vapor has been added by bubbling the gas mixture through purified liquid TMAE. The purification was performed in an argon filled box and consisted in 15 washing cycles with desionized water, each followed by a decantation. The last cycle was followed by a filtering on silicagel. After crossing a 4 mm - thick transparent quartz window the UV photons are absorbed by the TMAE (absorption length = 2.3 cm) and the produced photoelectrons are drifted along ~ 7 cm in a uniform electric field of 0.6 kV/cm.

The flat-cathode chamber, described in reference [1], provides the conversion point measurement of each photon and thus the reconstruction of Cherenkov angles. The electronic chain, built at CRN, has the following functional structure:

- preamplification of anode and cathode pulses [2]
- transport by 40 m twisted pair signal cables (as on the final Barrel - RICH)
- discrimination with adjustable threshold, shaping
- time digitization (time bin = 32 ns, full scale = 32 μ s).

The drift tube is slightly tilted by 9° with respect to the π^- beam in order to separate the beam spot from the ring images. Two beam chambers T1 and T2 allow a better measurement of the beam position and direction.

In figure 2 we present 500 cumulated rings. The high voltage U_a between the anode wire and the last strip of the cloison is 1.55 kV, corresponding to an anode-cathode voltage $U_c = 0.92 U_a$. The mean radius of the ring is 2.5 cm. The small accumulation of hits on the bottom side of the picture is due to 2% of Cherenkov photons reflected on the quartz plate toward the mirror where they are reflected again and converted in the drift tube. The tail observed behind the rings is interpreted as the late conversion of UV 'feedback' photons produced in the chamber itself during the avalanche process. The use of cloisons between anode wires drastically reduces this contamination. The spot of ionization electrons created by the beam inside the drift tube is clearly visible on the top right corner of figure 2. Its width is mainly due to the beam dispersion.

¹ Visitor from INP, Cracow, Poland

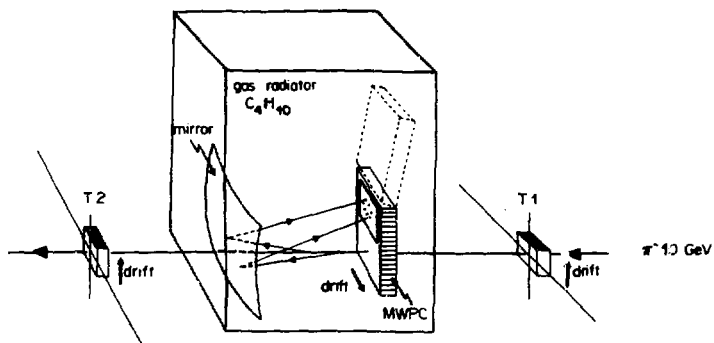


Figure 1. Schematic layout of the flat cathode chamber test setup in a 10 GeV/c π^- beam.

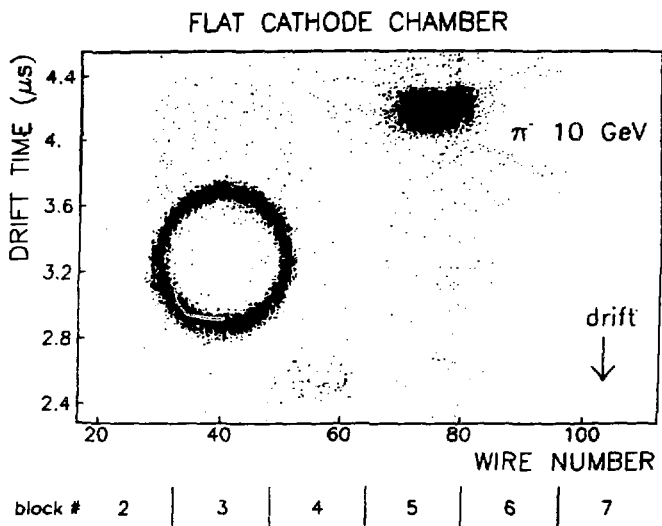


Figure 2. Cumulated image of 500 Cherenkov rings obtained with the flat cathode chamber at high voltage $U_a = 1.55$ kV and discriminator threshold ≈ 5.1 mV on the anode.

2. ANODE WIRES RESPONSE

The mean number of anode hits per ring, detected in a fiducial region between 1.7 and 3.5 cm radius, is represented in figure 3 with empty circles. It raises with the high voltage U_a and reaches a plateau around 1.52 kV for a discriminator threshold of 5.1 mV. We have identified 3 sources of noise which increase the apparent number of photoelectrons per ring. After subtraction, the mean number of anode hits (full circles) remains constant at $13.4 \pm .2$ above $U_a = 1.52$ kV.

The 3 different sources of noise are:

uniform background

Out of time pions generate random rings during the acquisition time. This has been checked between 5 and 32 μ s, where we have measured a uniform noise of 1% per Cherenkov photoelectron.

cross-talk between adjacent wires

We consider now the central part of the ring (block n^o 3 of figure 2) and for each anode hit, we calculate the probability to get another hit in the same time bin in an adjacent wire. It is described in figure 4 with empty triangles and circles, corresponding respectively to a discriminator threshold of 3.6 and 5.1 mV. These data are compatible with a constant probability of $6.3 \pm .5\%$ up to 1.57 kV (horizontal dashed line) above which it raises. This constant value, independent from the discriminator level, indicates that we are only counting neighbour Cherenkov photoelectrons. Indeed the Monte-Carlo simulation described in section 3, with the same mean number of anode hits per ring, gives $\sim 7\%$ of neighbours, independently of the feedback level. Thus we claim that a cross-talk between anode wires comes out only above 1.57 kV, and is defined as the neighbourhood probability minus 6.3% (full triangles and circles). For a high voltage $U_a = 1.65$ kV, the cross-talk level reaches 8.4% for a discriminator at 3.6 mV, but only 3.8% for a higher threshold of 5.1 mV.

feedback photons

This contamination was already seen on figure 2. Outside the fiducial ring (radius larger than 3.5 cm), we have measured the number of feedback photoelectrons taking the difference between the number of anode hits behind and in front of this ring. At low radius (less than 1.7 cm), we have counted the number of hits and then subtracted the uniform background. Inside the ring itself, (i.e. between 1.7 and 3.5 cm) we have simply normalized this last value to the areas ratio.

This assumption is justified by a Monte-Carlo simulation where $N_f \sim 1.5 - 2.5$ feedback photons per avalanche are isotropically generated and converted (roughly independently of the absorption length $l < L_f < 4$ cm). In fact 95% of these photons are eliminated by taking into account the absorption in the walls and in the cloisons, as well as the dead time. The number of remaining simulated feedback photons in the ring is compatible with the simple extrapolation used.

Figure 5 shows the proportion of observed feedback photoelectrons per anode hit: crossed data points correspond to all measured feedbacks in the drift tube after the anode dead time, circles are for those evaluated inside the ring, the dashed curve is the upper limit ($l_f > 2$ cm) to get a visible feedback on the same anode wire in the same time bin. These quantities are respectively limited to 5.5, 2.5 and 1.1% up to a high voltage U_a of 1.6 kV.

3. SIMULATION

We have adapted the Monte-Carlo simulation program of the Barrel-RICH prototype [3] to the geometry of our set-up and included the measured beam dispersion (divergence $\sim .20^\circ$, radius ~ 0.5 cm, uncertainty on $t_0 = \pm 16$ ns). Cherenkov photons are generated in the isobutane gaseous radiator (mean refractive index = 1.00168), reflected on the spherical mirror (reflectivity = 0.85), propagated through the quartz window (transparency measured with a monochromator) and converted in the TMAE. The diffusion of the photoelectrons during drift is taken

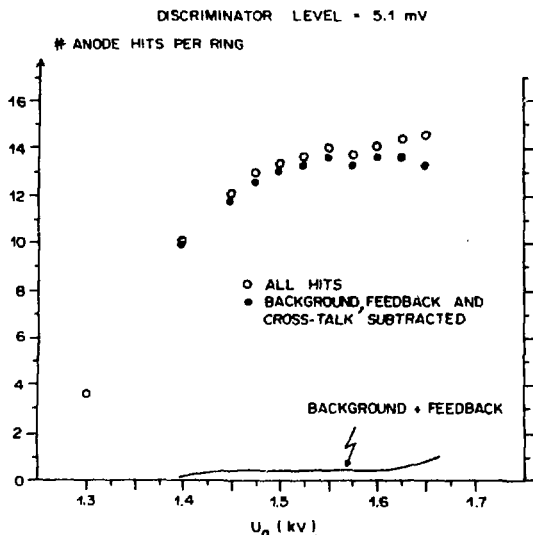


Figure 3. Mean number of anode wire hits per ring as a function of the high voltage U_a .

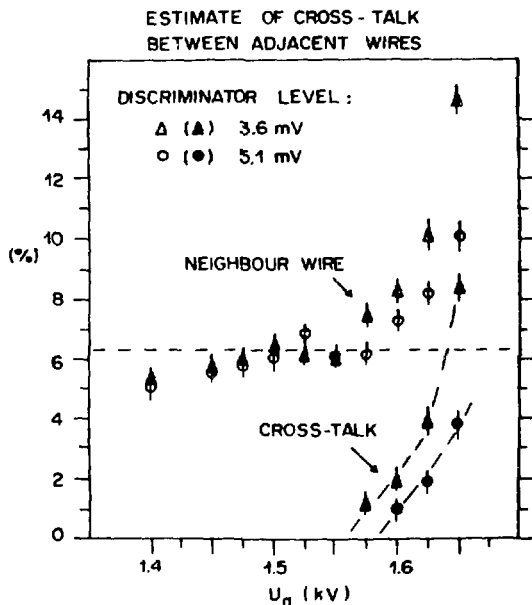


Figure 4. Probability to get neighbour anode hits, and cross-talk estimate between adjacent wires as a function of U_a .

into account. In order to reproduce the observed number of 13.4 anode hits per ring at $U_a = 1.55$ kV, this Monte-Carlo has to be adjusted at a 10% level. For this analysis the values of the number of feedback photons per avalanche and of the absorption length are $N_f \sim 1.5$ and $L_f = 3$ cm respectively. The total charge of the avalanche follows a Polya distribution. We compute the deposited charge on each cathode strip according to a model describing the measured strip multiplicities. The time dependence of the signals, the discriminator threshold and the dead time are reproduced. The simulated data are then analyzed as the real ones.

4. SPACE POINTS RECONSTRUCTION

We now use the full information from the anode and cathode readout to reconstruct the conversion point of a Cherenkov photon and to measure its Cherenkov angle.

A space point is defined as a couple anode hit - cluster of strips, where the anode wire hit has been recorded at a time t , and where the associated cluster is a set of adjacent cathode strips of time t or $t + 32$ ns in the same cathode block. Indeed it has been shown on isolated Cherenkov photons that, due to the weaker charge induced on the cathodes (slewing) and to time digitization, 30% of strips are delayed by a time bin.

The coordinates x, y, z are respectively measured by the wire number, the barycenter of the cluster of strips and the drift time t ; one has $z = v(t - t_0)$ using a drift velocity $v \sim 7.05$ cm/ μ s.

Excessive counting of space points can occur when, in a cathode block, we detect several wires at the same time t associated to at least 2 clusters. For instance, 2 neighbour photoelectrons arriving on different wires in the same time bin can generate 4 space points, 2 of them being ghosts. Due to our definition of a cluster, we can also overestimate the number of space points when 2 photoelectrons are separated in time by 32 ns; in that case 2 clusters distant by 32 ns will be counted as 2 space points. This method is justified below (Figure 7).

The electronic dead time has a measured value of 110 ns which significantly affects the efficiency of cathodes and anodes. In order to select a sample of photoelectrons unbiased by dead time or ghosts effects, we define an 'isolated' anode hit as an anode hit with no other wire in the same cathode block from time $t - 128$ ns up to $t + 32$ ns, and no strip from $t - 96$ ns up to $t - 32$ ns. 25% of anode hits can be considered as 'isolated' in the ring.

The relative cathode efficiency is defined as the probability for a given anode hit to be associated with at least one cluster of cathode strips; it is shown in Figure 6 for Cherenkov photoelectrons as a function of U_a . We use 'isolated' anode hits and distinguish 3 possible discriminator values on cathode strips: 3.6 mV (full triangles), 4.4 mV (full circles) and 6.6 mV (crosses). An intermediate threshold of 4.4 mV gives the best relative cathode efficiency e_c ; we reach $e_c = 90\%$ at $U_a = 1.52$ kV and 95% at $U_a = 1.6$ kV. A higher threshold of 6.6 mV gives a significant weaker efficiency at low voltage, but e_c goes beyond 90% if U_a is larger than 1.57 kV. A too low threshold of 3.6 mV gives 90% at only 1.6 kV, perhaps because parasitic hits induce a longer dead time. As a comparison, we indicate also the relative cathode efficiency measured on all anode hits (empty circles, threshold = 4.4 mV).

In the following we shall use only data obtained with the intermediate set of discriminator thresholds: 5.1 mV on anode and 4.4 mV on cathode.

We have represented in figure 7 the number of measured space points per anode hit in the ring. We ask at least one cluster of cathode strips per hit. In triangles, all clusters are taken into account. Rejecting those ambiguous clusters where all strips are shifted by a time bin, we obtain the square points. Rejecting again ghosts we get the empty circles, corresponding to a $\sim 25\%$ reduction of the number of space points. With ~ 1.1 space point per anode hit we obtain - with the above definition of a cluster - a value very close of 1.08 which is obtained for 'isolated' hits (full circles). This justifies our method.

Figure 5. Observed feedback photoelectrons as a function of U_a .

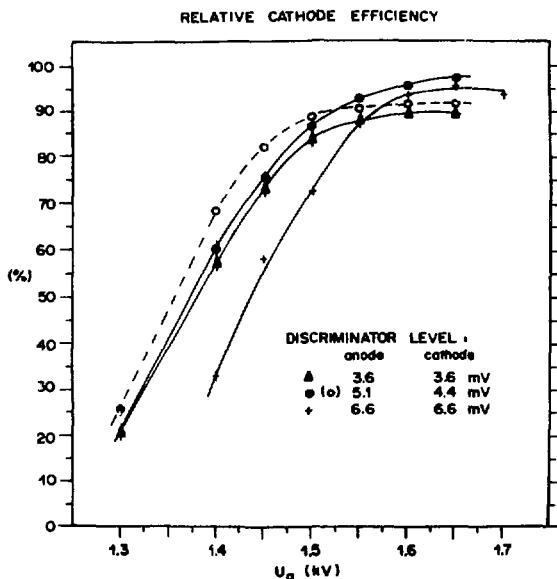
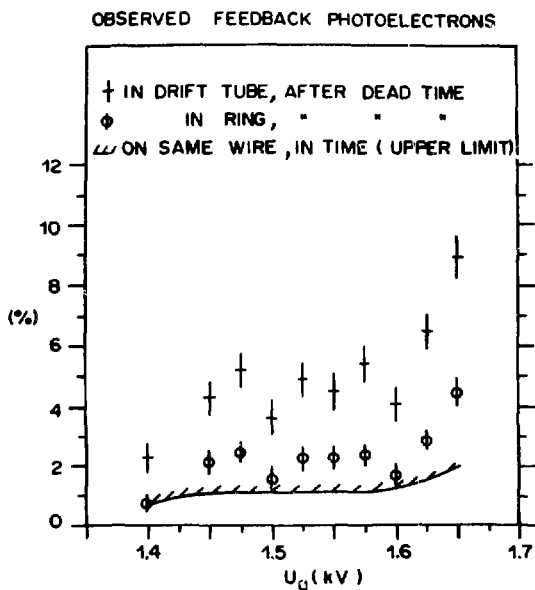


Figure 6. Relative cathode efficiency as a function of U_a . The curves are only to guide the eyes.

NUMBER OF SPACE POINTS PER ANODE HIT
IN THE RING

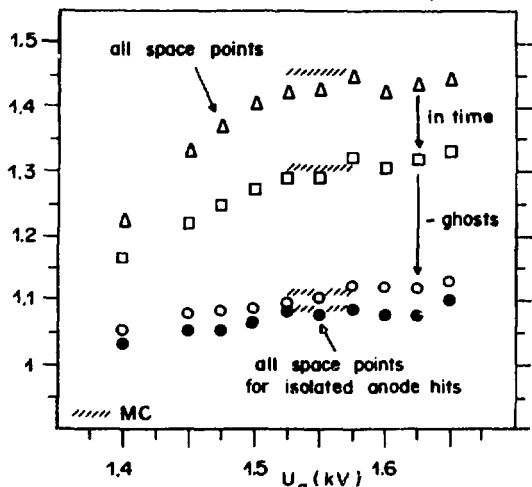


Figure 7. Mean number of space points per anode hit in the ring as a function of the high voltage U_a .

RESPONSE OF THE CLOISON CHAMBER
(10 GeV π^- DATA)

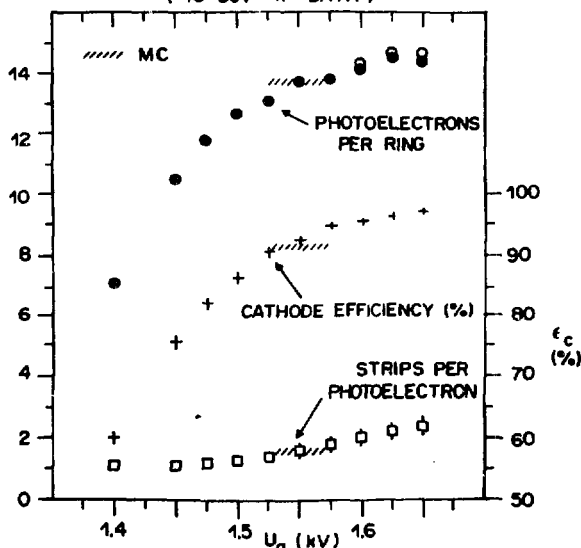


Figure 8. Summary of the flat cathode chamber behaviour as a function of U_a .
 - circles: mean number of Cherenkov photons per ring
 - crosses: relative cathode efficiency
 - squares: mean number of cathode strips per Cherenkov photoelectron.

Figure 8 summarizes the performance of the DELPHI Barrel-RICH final chambers operating with Cherenkov photons.

The mean number of space points per ring reaches $13.7 \pm .2$ for a high voltage $U_a = 1.55$ kV. A uniform background $\sim .3$ and ghosts have been subtracted (circles). Beyond 1.6 kV, we have also subtracted the corresponding fraction of cross-talk between anode hits (full circles).

The relative cathode efficiency (crosses) and the number of cathode strips per 'isolated' space point (squares) are also represented; an avalanche spreads over 1.3 - 2.0 cathode strips in average, for a high voltage of 1.5 - 1.6 kV.

The Monte-Carlo simulation reproduces the observed number of space points, not only in figure 8 but also for all the various cuts of figure 7 (hatches).

However we observed during the beam test a cross-talk between adjacent blocks of cathode strips for charged tracks. This effect is particularly evident on block number 4, close to the beam spot (figure 9). The cross-talk level increases with high voltage and is prominent when the cathodic discriminator threshold is low.

In order to eliminate this effect we have modified the cathode printed circuits by adding a screening strip between the cathode blocks.

5. CHERENKOV ANGLE

Knowing the conversion point of each detected Cherenkov photon, we are able to measure the corresponding Cherenkov angle. We assume that the photon is produced along the π^- trajectory in the middle of the gas radiator; we fit then its direction, reproducing the various reflections and refractions up to the observed space point. The measured Cherenkov angle distribution is presented in figure 10 for a high voltage $U_a = 1.55$ kV. The mean direction of the beam and the drift velocity (7.05 cm/ μ s) have been adjusted in order to optimize the resolution σ_c , and then kept constant for all events. Convolved with a polynome to describe the background, a gaussian fit gives a mean Cherenkov angle $\theta_c = 56.16 \pm .03$ mrad and a resolution per photoelectron $\sigma_c = 3.94 \pm .03$ mrad (full curve) in agreement with the Monte-Carlo simulation (dashed distribution): $\sigma_{MC} = 3.84$ mrad. With a perfectly defined beam and no uncertainty on t_0 , this simulation would give a resolution $\sigma_{MC} = 2.8$ mrad. If we retain in the data 60% of photoelectrons associated with one cluster of strips, the resolution is improved only by 5%. For a gas ring, multi-clusters on the same wire do not degrade the Cherenkov angle measurement.

According to figure 11, the mean Cherenkov angle (triangles) and its resolution (circles) do not significantly vary up to a high voltage $U_a = 1.6$ kV. The resolution slightly deteriorates at $U_a = 1.65$ kV when the noise becomes significant.

6. QUALITY FACTOR

We have used the previous results to measure the quality factor N_0 of our set-up averaged between $U_a = 1.52$ and 1.57 kV. We obtain $N_0 = 89 \pm 2$ cm $^{-1}$, according to the relation $N = N_0 L \sin^2 \theta_c$ where

- N is the number of reconstructed Cherenkov photons (see section 4)
- θ_c is the mean Cherenkov angle
- L the radiator thickness.

With a perfect cathodic readout (100% efficiency) we would obtain $N_0 = 98 \pm 2$ cm $^{-1}$.

CROSS-TALK BETWEEN BLOCKS OF CATHODES
RESPONSE OF BLOCK # 4

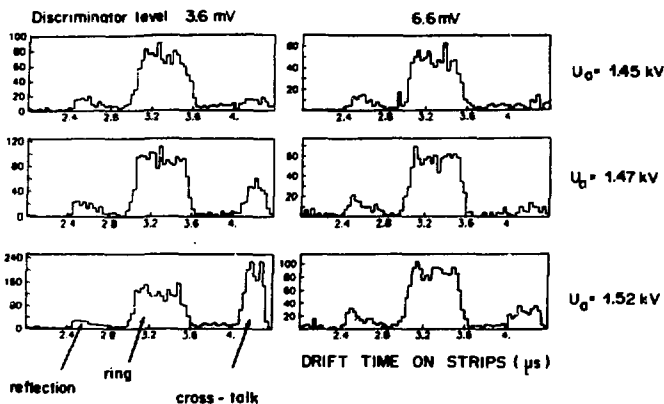


Figure 9. Cross-talk between blocks of cathodes: response of block number 4.

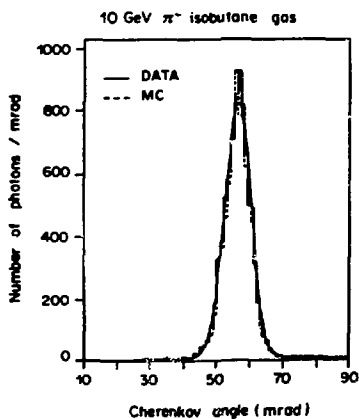


Figure 10. Cherenkov angle distribution at $U_a = 1.55$ kV.

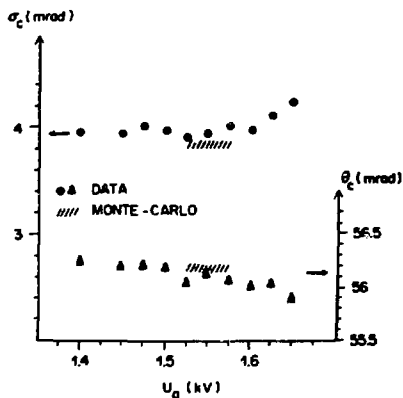


Figure 11. Mean Cherenkov angle and resolution as a function of U_a .

7. CONCLUSION

We summarize the performance of the Barrel-RIC11 final chambers (at $U_a = 1.55$ kV) measured with Cherenkov rings from $10 \text{ GeV}/c \pi^-$ in an isobutane gaseous radiator:

- mean number of detected Cherenkov photoelectrons = $13.7 \pm .2$
- quality factor $N_o = 89 [98] \pm 2 \text{ cm}^{-1}$ with [without] cathode inefficiency
- relative cathode efficiency on 'isolated' photoelectrons = $92.5 \pm .6\%$
- mean cathode strips multiplicity on 'isolated' photoelectrons = $1.67 \pm .02$
- Cherenkov angle resolution per photoelectron = $3.94 \pm .03$ mrad, in agreement with our Monte Carlo simulation
- observed feedback per photoelectron = 5.5% [2.5%] after anodic dead time in the drift tube [inside the ring], less than 1.1% on the same wire in the same time bin
- no cross-talk between adjacent wires for single photoelectron, but a cross-talk between blocks of cathodes due to charged tracks, which has to be solved.

We thank our colleagues G. van Apeldoorn, D. Langerveld and D.Z. Toet of NIKHEF for their participation in the test program. We are especially grateful to H. Jansen from whom we learned the TMAE purification procedure.

8. REFERENCES.

- [1] D. Bloch, M. Dracos, W. Dulinski, D. Husson, P. Juillot, M. Schaeffer, E. Aria, J.D. Berst, E. Christophel, J.P. Froberger
DELPHI 87-21 RICH 25 and preprint Strasbourg CRN/HE 87-03
- [2] E. Christophel, J.D. Berst, G. de Vries, J.P. Vanuxem, M. Pernicka
DELPHI 84-28 ELEC-2
- [3] M. Dracos
Thesis, University of Strasbourg (June 1987)

СПЕКТРОМЕТР КОЛЕЦ ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УСТАНОВКИ "НЕПТУН"

А.Н.Васильев, О.А.Трачев, А.А.Деревщиков, В.И.Крышкин,
А.И.Ронжин, В.В.Рыкалин, В.Л.Соловьянов, Б.А.Хачатуров

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Для экспериментальной программы НЕПТУН предполагается создание спектрометра колец черенковского излучения с фотодетектором на основе матриц из малогабаритных фотоумножителей (ФЭУ). Выбор фотодетектора такого типа продиктован требованиями предельного быстродействия, нечувствительности фотодетектора к мягкому заряженному и нейтральному фону, а также регистрации в конечном состоянии событий с большой множественностью заряженных частиц. Ниже представлены результаты испытаний макета спектрометра с матрицами из ФЭУ-85 и ФЭУ-68.

Корпусом макета служила стальная труба длиной 6 метров и диаметром 60 см, закрытая с торцов легкими фланцами. В трубе закреплено сферическое зеркало диаметром 36 см с фокусным расстоянием 5 метров. В фокальной плоскости сферического зеркала устанавливались фотодетекторы. Первый вариант фотодетектора (рис. 1) содержал 217 ФЭУ-85, собранных в гексагональной структуре. Второй вариант был собран из ФЭУ-68 в виде матрицы 16x16 элементов. Для обоих вариантов фотодетекторов чувствительная область составляла $\approx 30\%$ их общей площади. В качестве газового радиатора использовался азот при атмосферном давлении.

Цель испытаний заключалась в определении основных параметров макета спектрометра: добротности N_0 , количества регистрируемых на кольце черенковского излучения фотоэлектронов, разрешения по скорости и т.д. Кроме того, ставились задачи отработки конструктивных решений фотодетектора и создания программного обеспечения для съема информации со спектрометра.

Измерения были выполнены на установке ПРОЗА. Монитором служили совпадения пяти сцинтилляционных счетчиков. Два апертурных счетчика располагались до и после макета спектрометра. Для дополнительного выделения частиц нужного сорта применялись три газовых дорожных черенковских счетчика.

Основные измерения выполнены в пучке с импульсом ≈ 40 ТэВ/с. Содержание частиц в пучке с данным импульсом: 97,5% - p -мезоны, 2% - K -мезоны, 0,5% - антипротоны. Интенсивность составляла $2,5 \cdot 10^6$ част/с, импульсный разброс пучка не превышал 1,5%. Основные измеренные параметры макета спектрометра даны в табл. 1.

Таблица 1

Параметры макета, матрица ФЭУ-85.

Рабочий газ, давление	азот, 1 атм.
Длина газового радиатора	5 метров
Диаметр сферического зеркала,	38 см
фокусное расстояние	5 метров
Диапазон углов черенк. излучения,	0 + 24,5 мрад
радиусов колец	0 + 12,25 см
Количество точек на кольце, $\beta = 1$	5
Разрешение по скорости, ϵ_p	$1,3 \cdot 10^{-5}$
Область чувствительности элемента	$\varnothing 2,3$ см
Число элементов	217
Добротность N_0	17 (51 ^ж)

Матрица ФЭУ-68^{жж}

Область чувствительности элемента	1 см
Число элементов	256
Добротность N_0	17 (51 ^ж)

^{жж} - остальные параметры, как и с матрицей ФЭУ-85, звездочкой ^ж помечена величина добротности, поправленная на отношение общей площади фотодетектора к его чувствительной области.

На рисунках 2 и 3 показаны примеры измеренных колец и распределения колец по радиусу.

Для обоих фотодетекторов получена величина добротности, равная 17. В рабочем спектрометре её можно увеличить втрое за счет световодов, плотноупакованных со стороны фокальной плоскости. Матрица с ФЭУ-68 испытывалась с нанесенной на фотокатоды переизлучающей пленкой, а матрица с ФЭУ-85 без неё. Поэтому при использовании матрицы ФЭУ-85 с переизлучателем, по-видимому, можно увеличить N_0 ещё в 1,5 раза.

Выполненные исследования показали реальную возможность создания полномасштабного спектрометра колец на дискретных ФЭУ. Его расчетные параметры представлены в таблице 2.

Расчетные параметры спектрометра колец черенковского излучения для установки НЕПТУН

Рабочий газ, давление	азот, 1 атм.
Длина газового радиатора	7 метров
Размеры каждого из двух сферических зеркал,	$2 \times 2 \text{ м}^2$
фокусное расстояние	10 метров
Диапазон углов черенк. излучения,	$0 + 24,5 \text{ мрад}$
радиусов колец	$0 + 24,5 \text{ см}$
Количество точек на кольце	$0 + 21$
Разрешение по скорости, $\Delta \beta$	$3 \cdot 10^{-6}$
Площадь фотодетектора в каждой из двух секций,	$1,5 \times 1,5 \text{ м}^2$
площадь отдельного элемента	$1,5 \times 1,5 \text{ см}^2$
Число каналов регистрации	2×10^4
Загрузка детектора	10^9 част./с
Добротность N_0	50

Детектор должен обеспечить идентификацию π -мезонов и K -мезонов с импульсами до 100 ГэВ/с и K -мезонов и протонов с импульсами до 200 ГэВ/с.

Следует отметить, что с помощью спектрометра легко реализуется быстрый триггер (30 нс) на взаимодействие с большой множественностью частиц в конечном состоянии. Для идентификации частиц совместно со спектрометром достаточно применение обычных адронных калориметров, т.к. не требуется очень высокое энергетическое разрешение (достаточна точность $\pm 1(\%)$).

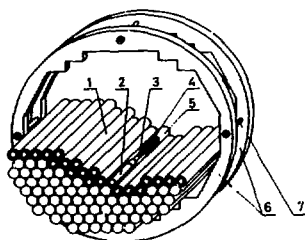


Рис. 1. Схематическое изображение матрицы ФЭУ-85.

1-корпус ФЭУ, 2-ФЭУ, 3-делитель напряжения, 4-формирователь, 5-корпус формирователя, 6-крепеж матрицы, 7-шпилька.

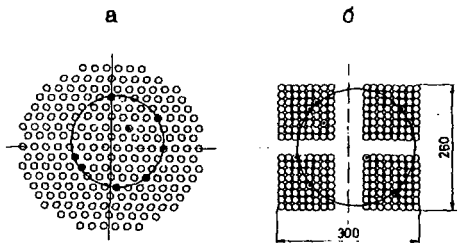


Рис.2. Измеренные кольца от π -мезонов с импульсом 40 ГэВ/с.
 а - матрица ФЭУ-85,
 б - матрица ФЭУ-68.

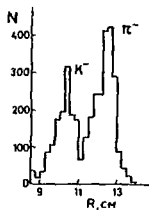


Рис.3. Распределение по радиусу колец. Импульс 40 ГэВ/с.

РАЗРАБОТКА ЧЕРЕНКОВСКИХ СЧЕТЧИКОВ НА ОСНОВЕ АЭРОГЕЛЯ И ФОТОПРИЕМНИКОВ, РАБОТАЮЩИХ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

В. А. Аксенов, П. М. Бесчастнов, А. И. Воробьев, А. П. Онучин,
Ю. А. Тихонов, А. Г. Шамоу, А. И. Шушаро
Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск
В. Л. Кузнецов
Институт катализа СО АН СССР, Новосибирск

Для проведения исследований в области Υ -мезонов на e^+e^- -накопителе ВЭПП-4М разрабатывается детектор КЕДР /1/. В одном из вариантов детектора для идентификации частиц предполагается использовать черенковские счетчики на аэрогеле с показателем преломления $n = 1,035$ ($\chi_{\text{пор}} = 3,9$). При этом три способа идентификации частиц (измерение ионизационных потерь, времени пролета и регистрация черенковского излучения) обеспечат непрерывный диапазон разделения Λ - и K -мезонов до импульса $1,85$ ГэВ/с.

Конструкция черенковских счетчиков в цилиндрической части детектора и способ их компоновки показаны на рис. 1. Площадь аэрогеля в счетчике 20×20 см², толщина 10 см. Над аэрогелем оставлено пустое пространство 5 см для улучшения светосбора и установки фотоприемников. Внутренняя поверхность счетчика покрыта диффузно-отражающей краской. Каждый счетчик просматривается двумя фотоприемниками, расположенными в специальных карманах в корпусах соседних счетчиков. При такой конструкции уменьшается вероятность одновременного пересечения частицей аэрогеля и фотоприемников одного счетчика.

Конструкция счетчиков в торцевой части детектора пока не выбрана.

Число черенковских счетчиков в детекторе 180 шт, число фотоприемников 360 шт, объем аэрогеля 700 литров.

В черенковских счетчиках планируется использовать специально разрабатываемые фотоприемники, работающие в сильных магнитных полях. Фотоприемники состоят из планарного электронно-оптического преобразователя и вакуумного фототриода. Предполагаемые параметры фотоприемников: диаметр 5 см, толщина 5 см, квантовая чувствительность 15%, коэффициент усиления в магнитном поле 20 кГс около 300. Применение зарядово-чувствительных усилителей с шумами 200 электронов позволит регистрировать импульсы от 1-2 фотоэлектронов. Релятивистс-

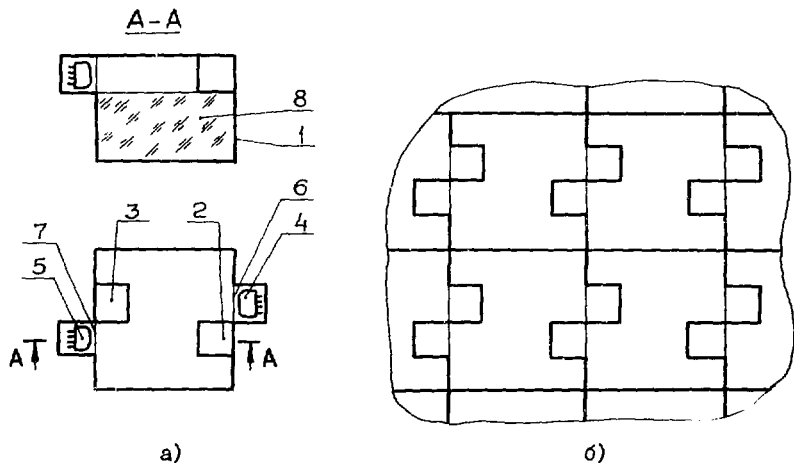


Рис. I. а). Конструкция черенковского счетчика.

I - корпус счетчика, 2,3 - карманы в корпусе для установки фотоприемников соседних счетчиков, 4,5 - фотоприемники, 6,7 - окна в корпусе для фотоприемников, 8 - аэрогель.

б). Компоновка черенковских счетчиков в цилиндрической части детектора, вид сверху.

кие частицы будут давать 8-12 фотоэлектронов в зависимости от места пересечения счетчика.

Основной задачей черенковских счетчиков является разделение π и K -мезонов. Коэффициент подавления π -мезонов при пороге регистрации сигналов от черенковских счетчиков равном 2 ф.э. приведен в таблице.

		Таблица						
Р (ГэВ/c)	0,6	0,65	0,7	0,75	0,8	0,9	1,85	
Подавление π -мезонов	3	8	17	30	50	120	600	

Ядерное взаимодействие π -мезонов с веществом детектора ограничивает коэффициент подавления π -мезонов по черенковским счетчикам величиной ~ 50 для цилиндрической части детектора и ~ 20 для торцевой части.

Эффективность регистрации черенковскими счетчиками частиц с $\chi \leq \chi_{\text{пор}}$ определяется шумами фотоприемников и усилителей, черенковским светом от δ -электронов, а также светом от внутреннего отражающего покрытия. Суммарная допороговая эффективность регистрации составляет около 6% и определяет величину потерь К-мезонов при разделении П и К по черенковским счетчикам. Дополнительные потери К-мезонов, составляющие около 6%, связаны с одновременным прохождением двух частиц через один счетчик.

Для создания черенковских счетчиков осваивается технология производства аэрогеля на основе имеющихся публикаций ^{2,3/}. Изготовлены образцы аэрогеля размерами 5x5x2,5 см³ с длиной рассеяния света около 2 см ($\lambda = 400$ нм) и с различными значениями показателя преломления в диапазоне $n = 1,017-1,042$. Начаты работы по изготовлению образцов аэрогеля большей площади.

Ведутся работы по созданию фотоприемников. Разрабатываются планарные электронно-оптические преобразователи с конструкцией, близкой к описанной в работе ^{4/}. Изготовлены пробные партии вакуумных фототриодов, измерены их характеристики. Коэффициент усиления фототриодов без магнитного поля около 15. В магнитном поле 18 кГс, направленном параллельно электрическому полю в фототриоде, коэффициент усиления уменьшается на 20%.

Литература

1. В.В.Анашин. Настоящий сборник, с.58.
2. G.Poelz, R.Riethmüller, Nucl. Instrum. Methods, 195 (1982)491.
3. Aerogel, s/Ed. J.Fricke, Springer Proceedings in Physics, v.6, 1986.
4. J.Paulin et al., IEEE Trans. on Nucl. Science, NS-31 (1984),433.

СЦИНТИЛЛЯЦИОННО-ЧЕРЕНКОВСКИЙ ГЕТЕРОГЕННЫЙ ДЕТЕКТОР ДЛЯ
РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ В ДИАПАЗОНЕ 50-300 МэВ

В.Б.Гаврилов, Ю.Г.Гришук, П.В.Дегтяренко, Ю.В.Ефременко

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Основным фоном при регистрации нейтронов сцинтилляционным времяпролетным спектрометром являются сигналы гамма-квантов, регистрируемых в нейтронном детекторе вследствие образования ими e^-e^+ -пар и комптоновского рассеяния на электронах. Если гамма-кванты, вылетающие из мишени и непосредственно попадающие в нейтронный детектор, могут быть отделены от нейтронов по времени пролета, то гамма-кванты, попадающие в детектор после рассеяния или в результате распада долгоживущих частиц (например К-мезонов), отделить от нейтронов по времени пролета невозможно. Для определения этого фона обычно применяют специальные измерения с помещенным между мишенью и нейтронным детектором поглотителем нейтронов ^{10}B , что сильно ограничивает точность измерений.

Для отделения сигналов регистрации нейтронов с энергиями до нескольких десятков МэВ часто используется анализ формы импульса со сцинтилляционного детектора ^{12}C . Однако этот метод, основанный на зависимости соотношения быстрой и медленной компонент сцинтилляции от плотности ионизации и достаточно эффективный в области низких энергий нейтронов, перестает работать при $E_n > 20$ МэВ.

Идея предлагаемого метода разделения сигналов регистрации нейтронов и гамма-квантов основывается на том, что электроны и позитроны, возникающие в детекторе при регистрации гамма-квантов, дают черенковский свет в радиаторе, а протоны, дейтроны, альфа-частицы и другие ядерные фрагменты не дают черенковского света при энергиях меньше 400 МэВ. Детектор набирается из чередующихся слоев сцинтиллятора и черенковского радиатора. Свет со слоев сцинтиллятора и радиатора черенковского излучения собирается отдельно и регистрируется различными ФЭУ.

В качестве критерия отделения сигналов гамма-квантов от сигналов нейтронов можно использовать, например, превышение амплитуды сигнала от ФЭУ, регистрирующего черенковский свет, некоторого порогового значения.

Схема экспериментальной установки, в которой был использован предложенный детектор, показана на рис. 1. Пучок частиц направляется на мишень (1). Вылетающие из мишени частицы регистрируются в детекторе (2). Для отделения нейтронов и гамма-квантов от заряженных частиц используется счетчик антисовпадений (3). Сцинтилляционный свет с детектора с помощью световода (4) собирается на ФЭУ (5), амплитуда и время появления сигнала которого измеряются стандартными электронными блоками. Черенковский свет с детектора с помощью световода (6) попадает на ФЭУ (7), амплитуда сигнала с которого в момент появления сигнала с ФЭУ (5) также измеряется стандартным электронным блоком. Энергия нейтронов находится по разности времени прихода сигналов от детектора (2) и стартового счетчика (8), расположенного на пучке перед мишенью. За мишенью установлен счетчик (9), предназначенный для выделения событий неупругого взаимодействия налетающих частиц в мишени.

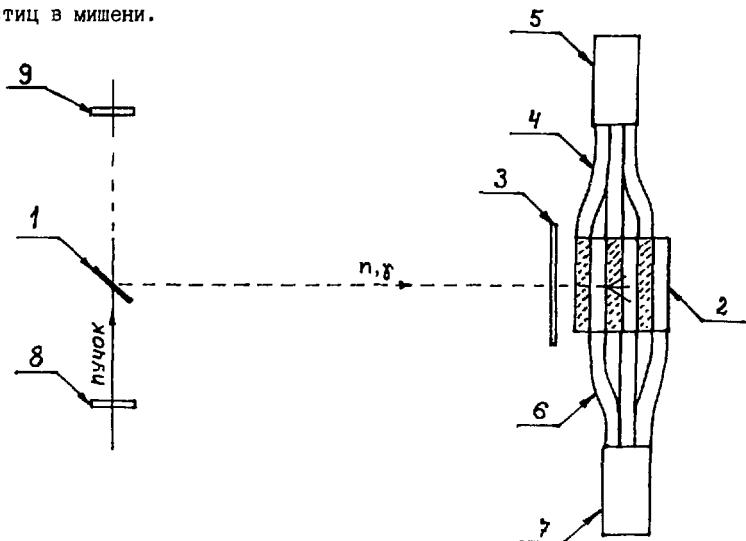
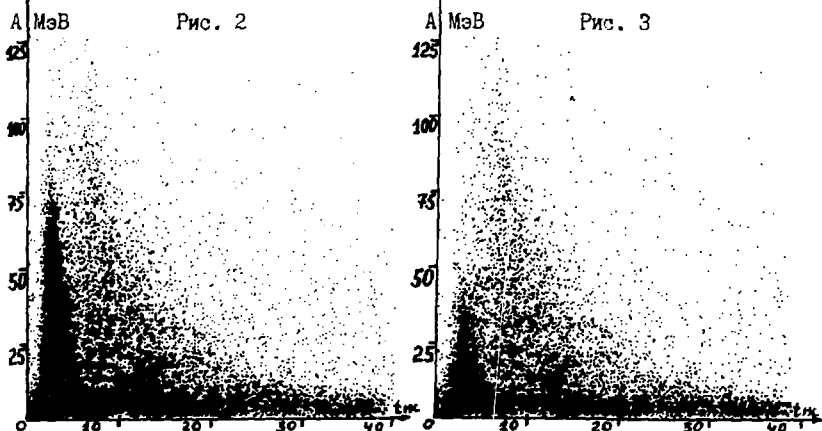


Рис. 1

Рабочая область использованного детектора состояла из 7 пластин сцинтиллятора (типа **NE 102A**) и 7 пластин черенковского радиатора (полиметилметакрилат). Размеры пластин 200x150x15 мм. Фотоумножители - ФЭУ-63. Экспозиция проводилась на пучке π^- -мезонов с импульсом 3 ГэВ/с. Детектор был расположен под углом 90 градусов к налетающему пучку на расстоянии 1 м от мишени. Материал мишени - углерод.

На рис. 2 показано двумерное распределение событий по амплитуде сигнала и времени пролета для сцинтиллятора. Область сгущения точек соответствует зарегистрированным гамма-квантам.

На рис. 3 показаны те события из рис. 2, в которых черенковский сигнал меньше порога регистрации. Видно подавление событий в области гамма-квантов, тем более сильное, чем больше амплитуда сигнала в



сцинтилляторе. Из приведенных данных можно определить эффективность регистрации черенковского света при регистрации сцинтилляции от конверсии гамма-кванта. Она определяется по отношению числа гамма-квантов, сопровождающихся черенковским сигналом, к числу всех гамма-квантов при определенной амплитуде сигнала сцинтилляции. Зависимость эффективности от энергии гамма-квантов показана на рис. 4. Видно, что для данной конструкции детектора при установленном пороге регистрации нейтронов 40 МэВ, более 95% гамма-квантов будут идентифицированы.

Повышение чувствительности фотоприемника черенковского света и улучшение системы светосбора черенковского детектора позволит, по-видимому, надежно выделять сигналы гамма-квантов и при более низких порогах (5+10 МэВ) регистрации нейтронов.

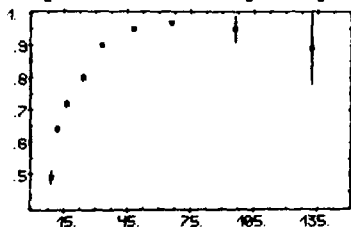


Рис. 4

ЛИТЕРАТУРА

1. Батурич В.Н. и др., Письма в ЕЭТФ, 1982, т.36, с. 370.
2. Winyar R.A. et al., NIM, 1971, v.95, p.141.

ДЕТЕКТОР ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО ИЗМЕРЕНИЮ АСИММЕТРИИ В β -РАСПАДЕ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ Σ^- -ГИПЕРОНОВ

В.А. Андреев, А.А. Воробьев, Г.Б. Гаврильс, В.Т. Гречев,
А.С. Денисов, А.Г. Кришнич, Д.М. Селиверстов, Н.Н. Смирнов,
Н.К. Терентьев, И.И. Ткач, В.А. Щегельский

Ленинградский институт ядерной физики
им. Б.П. Константинова АН СССР

S.Y. Hsueh, D. Muller, J. Tang, R. Winston, G. Zaralac
Enrico Fermi Institute, University of Chicago

E.C. Swallow

Department of Physics, Elmhurst College

J.P. Berge, A.E. Brenner, P. Grafstrom, K. Jastrzebski,
J. Lach, J. Marriner, R. Raja, V.J. Smith
Fermi National Accelerator Laboratory

E. McCliment, C. Newson

Department of Physics, University of Iowa

E.W. Anderson

Department of Physics, Iowa State University

P.S. Cooper, P. Rasis, L.J. Teig

J.W. Gibbs Laboratory, Yale University

В рамках программы по изучению редких распадов гиперонов на ускорителе Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми был проведен эксперимент (E715) по исследованию асимметрии в β -распаде поляризованных Σ^- -гиперонов^{1,2}.

Для выполнения основной физической задачи эксперимента необходимо было не только на 4% выделить канал β -распада Σ^- -гиперона ($\Sigma^- \rightarrow n e \bar{\nu}$) на фоне в 1000 раз более интенсивной реакции $\Sigma^- \rightarrow n \pi^0$, но и с высокой точностью (погрешность ~1%) измерить асимметрию вылета электронов.

Были сформулированы следующие требования к детектору электронов:
- эффективность регистрации электронов с импульсом 5 ± 100 ГэВ/с $\epsilon_e \geq 99\%$ независимо от места прохождения частицы через детектор, что гарантирует отсутствие заметной лонной асимметрии;

- коэффициент режекции Π^- -мезонов с импульсом 5 ± 100 ГэВ/с $R_{\Pi} > 10^3$;
- размеры детектора в плоскости, перпендикулярной направлению пучка $1,0 \times 0,6$ м²;
- длина детектора по пучку $\leq 5,0$ м;
- количество вещества на пучке $< 0,1 L_{RAD}, \leq 0,1 L_{INT}$;
- время регистрации ≤ 400 нс.

Проведённый анализ и соответствующие расчёты показали, что перечисленным выше требованиям удовлетворяет детектор переходного излучения (ДИИ)/3/. Дополнительными аргументами послужили возможность использования ДИИ в комбинации с электромагнитным калориметром и возможность без каких-либо дополнительных усилений (создание "мёртвых зон" и т.п.) поставить детектор на прямой пучок, сформированный гиперонным каналом (в основном, Π^- -мезоны с импульсом 250 ГэВ/с и интенсивностью $2 \cdot 10^5$ 1/с).

1. Конструкция детектора переходного излучения

Для оптимизации ДИИ были проведены расчёты, в которых моделировался отклик детектора на прохождение заряженной частицы. На основе результатов расчёта и данных, полученных в предварительных измерениях, были выбраны число модулей, конструкция и материал радиатора, состав рабочего газа и расстояние анод - катод в пропорциональной камере. Кроме этого учитывались простота конструкции и стоимость изготовления детектора. Для идентификации заряженных частиц с помощью ДИИ был выбран метод регистрации "ионизационных кластеров"/4/.

Детектор переходного излучения был собран из 12 одинаковых модулей, каждый из которых содержал радиатор и пропорциональную камеру.

Радиатор состоял из 220 слоёв полипропиленовой плёнки толщиной 17 мкм с зазором между слоями в 1 мм.

Пропорциональная камера содержала расположенный симметрично относительно двух катодов анод из 512 проволочек диаметром 25 мкм, натянутых в вертикальном направлении с шагом по горизонтали 2 мм. Катодные плоскости изготавливались из алюминизированного майлара толщиной 40 мкм. Расстояние от анодной плоскости до каждого из катодов составляло 8 мм. Для газовой смеси $Xe-30\%CH_4$ и рабочего напряжения 4,6 кВ время отбора электронов в камере было 330 нс.

При разработке и конструировании пропорциональной камеры основное внимание уделялось получению высокой однородности коэффициента газового усиления (КУ) по всей площади камеры. Специально разработанная технология склейки позволила изготовить рамки, задающие расстояние анод - катод в камере, с неоднородностью по толщине не более 80 мкм.

Плотность ксенон-метановой смеси значительно превышает плотность воздуха. Это приводит к возникновению избыточного давления на катодных плоскостях, поэтому катоды прогибаются и разброс значений КГУ в различных точках камеры становится недопустимо большим. Для того чтобы скомпенсировать избыточное давление рабочего газа камеры на катоды, были использованы дополнительные буферные объемы (рис.1), продуваемые углекислым газом. Измерения показали, что принятые меры позволили уменьшить разброс значений КГУ по всей площади камеры до величины 15%, что было приемлемо для данного эксперимента. Более подробно описание конструкции ДПИ и соответствующей электроники приведено в [5,6]. Координатная информация детектора переходного излучения в данном эксперименте не использовалась, и анодные проволоки были объединены в группы по 8 проволок в каждой. На специализированное решающее устройство с каждой

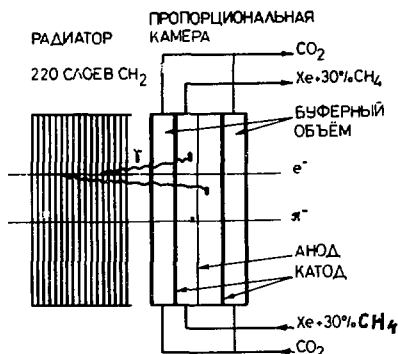


Рис.1. Схема одного модуля детектора переходного излучения.

камеры ДПИ поступало суммарное число зарегистрированных ионизационных кластеров. Логический сигнал "электрон" вырабатывался решающим устройством после сравнения числа сработавших камер и суммарного числа зарегистрированных ионизационных кластеров ДПИ с соответствующими пороговыми величинами.

Энергетический порог регистрации ионизационных кластеров регулировался с помощью высокого напряжения, прикладываемого к пропорциональной камере. Величина порога соответствовала порогу в энергетическом спектре фотонов переходного излучения, равному 6,5 кэВ.

2. Результаты измерений

Детектор переходного излучения был исследован на пучке гиперонного канала Лаборатории им.Э.Ферми в ходе эксперимента E715. Использовался пучок электронов с набором энергий в диапазоне 10 ± 60 ГэВ, π^- -мезоны из распада $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$ (20 ± 80 ГэВ) и пучки π^- -мезонов с энергией 140, 240 и 290 ГэВ. Такой набор условий позволил провести измерения среднего числа зарегистрированных γ -квантов переходного излучения N_γ в широком диапазоне лоренц-факторов частиц и сравнить полученные результа-

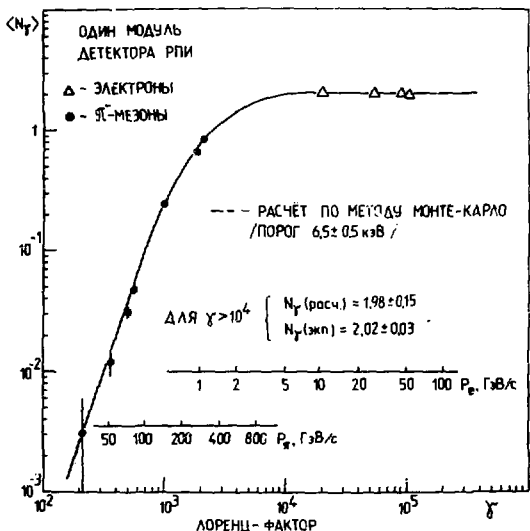


Рис.2. Зависимость среднего числа γ -квантов переходного излучения, зарегистрированных в одном модуле ДПИ, от лоренц-фактора проходящей частицы.

ты с расчётом (рис.2). Для Π -мезонов с энергией 20 ГэВ считалось, что число γ -квантов переходного излучения пренебрежимо мало. Среднее число зарегистрированных ионизационных кластеров в этом случае $\bar{N}_B = 0,22$ и соответствует вкладу ионизационных процессов взаимодействия заряженной частицы с газом камеры. Таким образом, величины \bar{N}_γ для больших значений лоренц-факторов были получены как $\bar{N}_B - \bar{N}_B$, где \bar{N}_B - среднее число зарегистрированных ионизационных кластеров, полученное в эксперименте при данном значении лоренц-фактора частицы.

Критериями для идентификации электронов и Π -мезонов в эксперименте E715 служили как суммарное число ионизационных кластеров N_C , зарегистрированных в 12 пропорциональных камерах, так и число сработавших камер N_Q . Распределения по этим величинам приведены на рис.3, 4. В процедуре обработки экспериментальных данных по распаду Σ^- -гиперонов использовалась комбинация обоих критериев.

В ходе эксперимента в "on-line" отбора событий использовалось требование $(N_C \geq 12) \cdot (N_Q \geq 7)$, которое входило в условие триггера на электрон в распаде $\Sigma^- \rightarrow ne\bar{\nu}$. При таком критерии отбора из данных "off-line"-анализа следует, что при $\epsilon_e = 99,7\%$, $R_{\Pi} = 1,8 \cdot 10^3$. Всё это справедливо, если через ДПИ прошла только одна частица. Реально в эксперименте "on-line" величина режкции пионов составляла лишь 40, $\epsilon_e = 99,7\%$, так как в условии для триггера требование "одна частица" не включалось. Величину R_{Π} ("on-line") можно увеличить, либо изменяя условия отбора (N_Q, N_C) в зависимости от множественности прошедших через

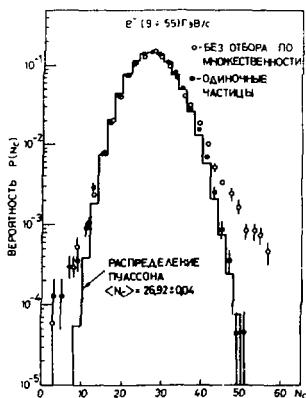


Рис.3а. Распределение по числу зарегистрированных кластеров для электронов.

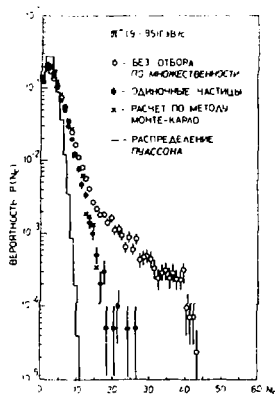


Рис.3б. Распределение по числу зарегистрированных кластеров для π -мезонов.

Значение параметра λ , используемое для построения распределения Пуассона, получено из соотношения $\lambda = -\ln P(0)$, где $P(0)$ - вероятность не зарегистрировать ни одного кластера на одну прошедшую частицу.

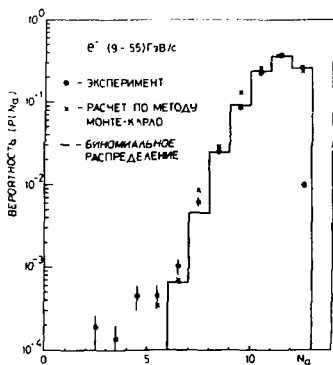


Рис.4а. Распределение по числу сработавших камер ДПИ для электронов.

Для вычисления параметра биномиального распределения использовалось значение вероятности $P(0)$ - см.рис. 3б.

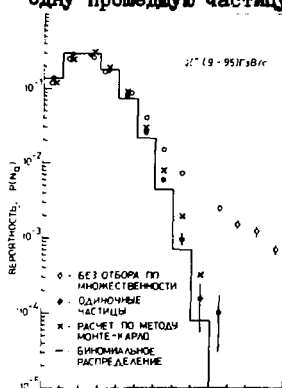


Рис.4б. Распределение по числу сработавших камер ДПИ для π -мезонов.

ДПИ заряженных частиц, либо привлекая координатную информацию с ДПИ. Первый вариант был проверен в "off-line" анализе и показал свою работоспособность^{6/}.

Заключение

В ДИЯФ АН СССР разработан и создан широкоапертурный 12-модульный детектор переходного излучения. Проведённые по методу Монте-Карло расчёты позволили выбрать конструкцию и оптимизировать параметры детектора. Результаты расчёта хорошо согласуются с экспериментальными данными. Ряд нестандартных методических решений, таких, как способ склейки рамок для пропорциональных камер, дополнительные буферные объёмы, продуваемые CO_2 , разработка и создание малогабаритного усилителя-формирователя^{7/}, использование полипропилена как материала для радиатора, позволили изготовить ДПИ недорогим и относительно простым по конструкции.

Высокие параметры ДПИ, его надёжная работа явились одним из основных условий успешного проведения эксперимента по изучению бета-распада поляризованных Σ^- -гиперонов (E715) на гиперонном пучке ФНАЛ.

Детектор обеспечил необходимую для набора статистики "on-line" режекцию Π -мезонов в распаде $\Sigma^- \rightarrow n\Pi$ при эффективности регистрации электронов в распаде $\Sigma^- \rightarrow ne\tilde{\nu}$ $\epsilon_e = 99,7\%$. В "off-line" анализе экспериментальных данных для одиночных частиц режекция Π -мезонов составила $1,8 \times 10^3$. В пересчёте для эффективности регистрации электронов $\epsilon_e = 90\%$ в данном детекторе достигнута максимальная на сегодняшний день величина режекции пионов $R_\Pi > 10^4$.

В ходе анализа экспериментальных данных выяснилось, что ДПИ регистрирует Π^0 -мезоны, благодаря распаду $\Pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и конверсии $\gamma \rightarrow e^+e^-$ в веществе экспериментальной установки. Этот факт позволил, с одной стороны, выделить и исследовать распад $\Xi^- \rightarrow \lambda\Pi$, $\lambda \rightarrow n\Pi^0$, а с другой, сделать предложение об использовании ДПИ как координатного детектора γ -квантов большой энергии. Свойства такого детектора исследовались на пучке электронов и меченых фотонов ИФВЭ. Полученные данные обрабатываются. Детектор будет использован в эксперименте E761 во ФНАЛ для изучения радиационных распадов гиперонов.

Опыт, полученный при разработке, создании и эксплуатации данного ДПИ, несомненно явился вкладом в общее понимание физических процессов, происходящих при генерации и регистрации γ -квантов РПИ, и послужит базой для создания новых детекторов переходного излучения, которые находят всё более широкое применение в современном физическом эксперименте.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.Y.Hsueh et al. Phys.Rev.Lett., 1985, 54, 2399.
2. G.Zaralac et al. Phys.Rev.Lett., 1986, 57, 1526.
3. Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий. Ереван, ЕФИ, 1984.
4. T.Ludlam et al. Nucl.Instr.Meth., 1981, 180, 413.
C.W.Fabjan et al. Nucl.Instr.Meth., 1981, 185, 119.
5. A.S.Denisov, V.T.Grachov et al. Fermilab-Conf-84/134-E, 1984.
6. В.А.Андреев, А.А.Воробьев и др. Препринт ЛИЯФ-1186, Ленинград, 1986.
7. В.З.Беленький, Н.Ф.Бондарь и др. Препринт ЛИЯФ-1049, Ленинград, 1985.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РПИ-ДЕТЕКТОРОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА УНК
А.Т.Авунджян, К.Г.Антонян, С.А.Канканян, А.Г.Оганесян

Ереванский физический институт

Уже беглое знакомство с установками, действующими или проектируемыми для сегодняшних и завтрашних ускорителей и коллайдеров, показывает, что РПИ-детекторы прочно вошли в практику физического эксперимента. Поэтому целью настоящего доклада является не обоснование применимости таких детекторов для УНК, а попытка найти пути их улучшения и усовершенствования. Учитывая грандиозность создаваемых установок, необходимость регистрации многочастичных событий, противоречивость предъявляемых к РПИ-детекторам требований и прочие проблемы, такую постановку задачи считаем весьма актуальной.

Перечислим основные требования, которым на наш взгляд, должны отвечать РПИ-детекторы, работающие на УНК:

1. Импульсы идентифицируемых частиц будут охватывать интервал от 0,1-0,2 ТэВ/с до 2,0-2,5 ТэВ/с.

2. Способность осуществлять не только π/K^- , но и K/p -идентификацию; идеальной кажется возможность одновременной $\pi/K/p$ -идентификации.

3. Обеспечение высокой эффективности регистрации идентифицируемых частиц ($\epsilon \geq 30\%$) при значительном подавлении фоновых частиц ($\delta \leq 0,1-0,01$).

4. Для уменьшения вероятности взаимодействия идентифицируемых частиц в самом РПИ-детекторе количество вещества в нем не должно превышать 5-10% пробега ядерного взаимодействия.

5. Поскольку число информативных каналов в одном модуле РПИ-детектора может составить несколько сотен, крайне желательно, чтобы число модулей не превышало 2-3; к этому же условию фактически сводится предыдущее требование, а также необходимость уменьшения геометрических размеров РПИ-детектора.

6. Требуется по возможности высокое быстродействие, это условие особенно важно для пучковых детекторов, т.к. плотность идентифицируемого пучка может быть весьма высокой.

Очевидно, что второе и третье условия находятся в противоречии с последующими двумя. Кроме того, последнее условие резко ограничи-

вает применимость пропорциональных и дрейфовых камер, которые до настоящего времени являлись единственным регистрирующим устройством в РПИ-детекторах. Ниже рассмотрим разновидности РПИ-детекторов, в той или иной мере удовлетворяющих перечисленным выше требованиям. Однако прежде отметим, что рассматриваемые варианты рассчитаны с помощью разработанной нами методики оптимизации, позволяющей при заданных значениях числа модулей и длины (и/или количества вещества в детекторе) подобрать значения толщины слоя a , расстояния между слоями b , числа слоев n и толщины детектора излучения l с тем, чтобы получить максимально возможную разрешающую способность при идентификации частиц с данными массами и импульсом I .

I. Сначала рассмотрим вариант пучкового РПИ-детектора, в котором в качестве регистратора излучения используется микрополосковый кремниевый детектор, расположенный непосредственно за радиатором излучения. Предположим, что длина радиатора составляет 100 см, ширина полоски детектора - 20 мкм², а сам РПИ-детектор рассчитан для π/K -идентификации при $P = 1,0$ ТэВ. Тогда вероятность одновременной регистрации в данной полоске излучающей частицы и хотя бы одного кванта, либо двух квантов практически равна нулю, ибо подавляющее большинство квантов даже в случае пионов будет зарегистрировано в кольце с внутренним и внешним радиусами ~ 50 мкм и ~ 500 мкм. Следовательно, на разрешающей способности РПИ-детектора абсолютно не будут сказываться флуктуации энерговыделения либо числа δ - электронов, образованные заряженной частицей в детекторе излучения. Таким образом, здесь появляется уникальная возможность анализировать сорт частицы одновременно по числу зарегистрированных квантов, по их спектральному и пространственному распределению. Здесь мы ограничились только анализом числа квантов, но очевидно, что учет двух других распределений должен значительно улучшить разрешающую способность РПИ-детектора.

Была выполнена оптимизация двух- и четырехмодульного РПИ-детектора с длиной одного модуля 100 см. (Здесь и далее в качестве вещества радиатора взят полиэтилен). Суммарное количество вещества в РПИ-детекторах ограничивалось пятью или десятью г/см². Расчеты проводились для значений импульсов 1,0 ТэВ и 2,0 ТэВ. На рис. 1 приведена зависимость коэффициента режекции тяжелой частицы δ от эффективности регистрации легкой частицы ϵ . Видно, что при резком ограничении количества вещества эта зависимость практически не меняется с изменением числа модулей при π/K -идентификации (кривые 1 и 2). Однако удвоение числа модулей при одновременном удвоении количества вещества резко улучшает разрешающую способность РПИ-детектора. Кроме того, правильная оптимизация детектора позволяет в достаточно широком

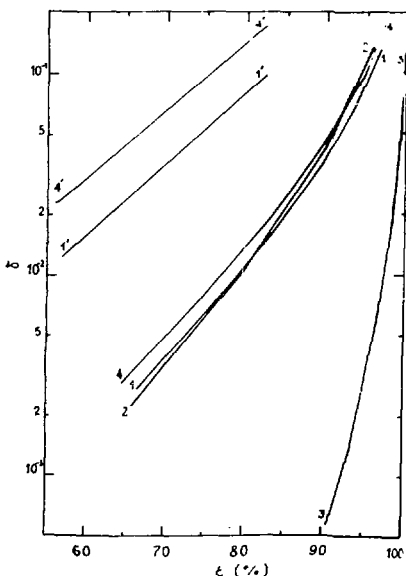


Рис. 1. Зависимость коэффициента режекции тяжелой частицы от эффективности регистрации легкой частицы при импульсе 1 ТэВ/с в пучковом РПИ-детекторе с кремниевым микрополосковым детектором излучения.

1 - $M = 4$, $L = 4$ м, $T = 5$ г/см²,
 $a = 20$ мкм, $b = 1,45$ мм, $n = 680$,
 π/K ; 1' - то же для K/p ;
 2 - $M = 2$, $L = 2$ м, $T = 5$ г/см²,
 $a = 40$ мкм, $b = 1,45$ мм, $n = 680$,
 π/K ; 3 - $M = 4$, $L = 4$ м,
 $T = 10$ г/см², $a = 40$ мкм,
 $b = 1,45$ мм, $n = 680$, π/K ;
 4 - $M = 4$, $L = 4$ м, $T = 5$ г/см²,
 $a = 42$ мкм, $b = 3,32$ мм, $n = 296$,
 π/K ; 4' - то же для K/p .

кремния составляет ~ 100 кэВ, ее легко можно будет отделить от квантов РПИ со средней энергией ~ 15 кэВ. Перечисление всех этих возможностей подтверждает уникальность РПИ-детекторов на основе микрополос-

импульсном интервале обеспечить хорошую разрешающую способность (кривые 1 и 4). Однако самой отличительной особенностью предлагаемого РПИ-детектора является ее способность одновременно идентифицировать пионы, каоны и протоны (кривые 1 и 1', а также 4 и 4'). Для сравнения отметим, что пучковые дифференциальные черенковские счетчики типа CEDAR при длине $\sim 3,5$ м обеспечивают π/K -идентификацию при $P \leq 300$ ГэВ/с либо K/p -идентификацию - при $P \leq 60$ ГэВ/с^{3/}. При $P = 2,0 \frac{\text{ТэВ}}{c}$ и при прочих равных условиях длина такого счетчика составила бы не менее 100 м.

Таким образом, соответствующим образом оптимизированный РПИ-детектор длиной 4 м, в котором в качестве регистратора излучения используются микрополосковые кремниевые счетчики, позволит производить одновременную $\pi/K/p$ -идентификацию при импульсах $1, 0-2, 5 \frac{\text{ТэВ}}{c}$.

При этом настройка РПИ-детектора на тот или иной импульс потребует замены одного радиатора другим. Использование кремниевых счетчиков сможет обеспечить достаточно высокое быстродействие^{12/}. Кроме того, одновременно с очень большой точностью будет определяться траектория заряженной частицы до ее влета в мишень: поскольку среднее энерговыделение заряженной частицы в 300 мкм

ковых кремниевых счетчиков. В заключение этой части отметим, что использование кремниевых дрейфовых камер^{/4/} практически снимает ограничения на поперечные размеры детекторов.

2. Минимальное количество вещества может содержать одномодульный РЛИ-детектор, радиатор которого помещается в магнит спектрометра, а детектор излучения помещается за магнитом^{/5/}. В этом случае кванты РЛИ, испускаясь по касательной к криволинейной траектории частицы в магнитном поле, будут поглощаться в детекторе излучения на определенном расстоянии от точки (или линии) прохождения частицы через детектор. Так, в условиях проектируемого эксперимента МАРС ($B \cdot \ell = 10$ Тесла-метр, $\ell = 4$ м, где B и ℓ - напряженность и протяженность магнитного поля соответственно), при длине радиатора $L = 1$ м минимальное расстояние между заряженной частицей и поглощенным квантом на выходе магнита составляет ~ 7 мм при $P = 0,5$ ТэВ/с. Следовательно, здесь тоже имеется возможность не только исключить влияние на разрешающую способность РЛИ-детектора флуктуаций ионизационных потерь самой частицы, но и анализировать как число, так и спектральный состав регистрируемого излучения. Задача еще более упростится, если в качестве регистратора излучения использовать относительно толстую дрейфовую камеру. В этом случае поглощенные кванты будут удалены не только от заряженной частицы, но и друг от друга. В частности, здесь можно использовать дрейфовые камеры типа ТРС^{/6/}.

Для $P = 0,75$ ТэВ/с была проведена оптимизация параметров РЛИ-детектора, содержащего радиатор длиной 100 см и ксеноновую дрейфовую камеру толщиной 10 см. Стандартные зависимости $\delta(\epsilon)$ при различных импульсах приведены на рис.2. Видно, что такой РЛИ-детектор способен достаточно хорошо производить не только L/K -, но и K/p -идентификацию.

3. Нами рассчитан также вариант РЛИ-детектора без применения магнита. Детектор излучения аналогичен с детектором предыдущего варианта (10 см Хе). Однако в этом случае кванты РЛИ будут поглощаться вдоль трека частицы в детекторе, и при съеме информации, например по методу подсчета кластеров, в игру вступают флуктуации числа δ -электронов, образованных частицей в газе камеры. Для уменьшения влияния этих флуктуаций на разрешающую способность был выбран двухмодульный детектор длиной 200 см, хотя количество вещества опять-таки ограничивалось 5 г/см^2 . С учетом перечисленных ограничений оптимальными оказались следующие значения параметров детектора: $a = 44$ мкм, $b = 1,4$ мм, количество слоев в одном модуле - 623. Как видно из рис.3, где приведены зависимости $\delta(\epsilon)$ в интервале импульсов 0,5-2 ТэВ/с такой детектор может производить как L/K -идентификацию во

всем импульсному интервале, так и К/р -идентификацию при $P \geq 1,5$ ТэВ/с.

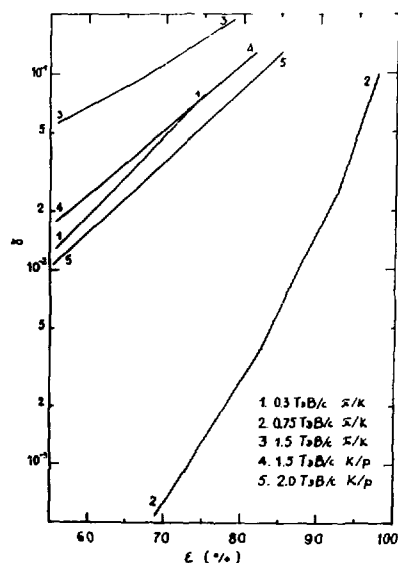


Рис.2. Зависимость коэффициента режекции тяжелой частицы δ от эффективности регистрации ϵ при различных значениях импульса в одномодульном РПИ-детекторе длиной 1 м, радиатор которого находится в магнитном поле.

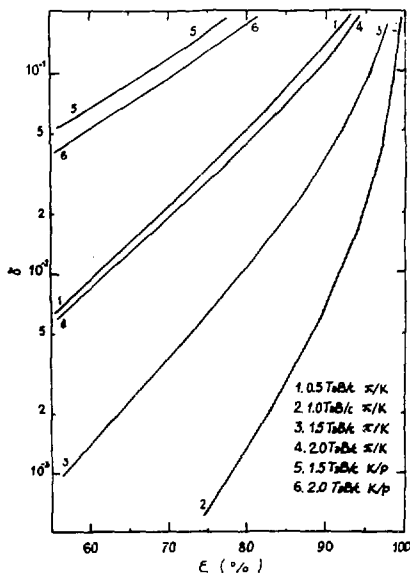


Рис.3. То же для двухмодульного РПИ-детектора длиной 2 м, без применения магнитного поля.

Отметим, что при снятии ограничения на количество вещества разрешающая способность детектора улучшается незначительно, поскольку при этом суммарное количество вещества составляет 6,5 г/с вместо ~ 5 г/см².

4. Отметим еще одну возможность применения РПИ-детекторов, обсуждаемых в пунктах 2 и 3.

Для высокоэнергичных мюонов, образованных непосредственно в мишени, показания РПИ-детектора могут быть использованы для более точного измерения их импульса в дополнение к показаниям магнитного спектрометра. Как было показано в [11], это улучшение может быть значительным.

5. Нами оптимизирован и в настоящее время создается 8-модульный РТИ-детектор длиной ~ 7 м для измерения энергий мюонов в интервале 0,5+5,0 ТэВ. Ожидается, что энергетическое разрешение такого детектора в окрестностях 1 ТэВ составит $\sim 40\%$. Детектор (площадь 3 м^2) будет использован для исследования мюонов и мюонных групп в горизонтальном потоке космических лучей.

Таким образом, обсужденные нами варианты РПИ-детекторов в настоящее время легко реализуемы и могут быть применены в экспериментах на УНК.

Литература

1. Авунджян А.Т., Дадалян А.Г., Казарян С.П., Оганесян А.Г. Препринт ЕрФИ-492(35) - 81, Ереван, 1981.
2. Klanner R., NIM, A235, 1985, p. 209.
3. Bovet C. et al. Preprint CERN R2-13, 1982.
4. Gotti E., Rehak P., NIM, v. 225, 1984, p. 608; Gotti E., Longoni A., Rehak P. et al., NIM, v. 235, 1985, p. 224.
5. Оганесян А.Г. Устройство для идентификации частиц высоких энергий. А.С.1040928, Б.И., 1984, №8, с. 219.
6. Atkinson M., Axon T., Barberis D. et al. Preprint Rutherford Appleton Laboratory, PRESP/82/24, 1982.
7. Авунджян А.Т., Бадалян С.Г., Багдасарян Л.С. и др. Препринт ЕрФИ - 946(97) - 86, Ереван, 1986.

5. КРЪМНИЕВМЕ КООРДИНАТНЕ ДЕТЕКТОРМ
POSITION-SENSITIVE SILICON DETECTORS

SILICON SEMICONDUCTOR COORDINATE
DETECTORS

Rudolf Leiste

Institut fuer Hochenergiephysik der AdW der DDR
Berlin-Zeuthen

DDR

I. INTRODUCTION

Semiconductor detectors have been used for a long time in experimental physics. Their main domain was the precise energy measurement of low energy particles (α, β, γ) using cooled Ge(Li) - detectors of big volumes.

They became interesting for high energy physics when industry started to produce high purity silicon monocrystals with diameters of several inches. In first experiments silicon detectors were used as active targets to detect certain classes of interactions by measuring the change of the total charge along a stack of non-structured silicon detector plates.

Very soon the excellent position measurement capability of these devices in the form of the so-called microstrip detectors was invented. With a lower limit in position resolution of a few micrometers determined mainly by diffusion the silicon coordinate detector is one of the most precise detectors known today. Microstrip detectors are used now in many experiments, even bigger prospects can be expected at future accelerators.

This article gives a very short and in many aspects simplified overview of the field of silicon coordinate detectors for high energy physics experiments. It is aimed to attract the readers interest to the subject and does not present complete and detailed information. Starting from [1],[2],[3] more knowledge can be gained.

II. MICROSTRIP DETECTORS

II.1. PRINCIPLE OF OPERATION

Particle detection in silicon is based on the ionisation process, which is used in the majority of all known particle detectors. For good detection performance, a detector medium should have the following properties:

- a low ionisation potential to produce a high number of free charge carriers for a given ionisation energy loss,
- a high mobility of charge carriers in the medium to quickly move the produced charges to the electrodes,

- a low probability for recombination and/or attachment for sufficiently small losses during the charge transportation,
- a low internal density of free charge carriers not caused by irradiating particles.

In monocrystalline silicon used for detector fabrication these properties are the following:

- The ionisation potential is characterised by the band gap, which is about 1.1 eV. Roughly 1/3 of the energy loss produces ionisation, consequently, 3.67 eV are needed to create one electron-hole pair. In other words, a minimum ionising particle produces

80 electron-hole pairs per micrometer

in the silicon crystal.

- The recombination in the monocrystal is characterised by the minority carrier lifetime. This parameter is controlled by the fabrication process of the raw material, the user has no influence other than selecting material with sufficiently good parameters. Typical values are between 1 and 10 msec. During detector fabrication this parameter changes in a not well understood way, often it increases.

- The drift velocity is proportional to the electric field E in the crystal according to the relation

$$v = \mu * E.$$

The mobility μ is different for electrons and holes due to their different mass and is

$$\begin{aligned} \mu(h) &= 450 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec} \\ \text{and} \\ \mu(e) &= 1350 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}. \end{aligned}$$

Typical values of the electric field strength in the detector are

$$E = 1 - 10 \text{ kV/cm},$$

leading to drift velocities

$$\begin{aligned} v(h) &= 4.5 - 45 \mu\text{m/nsec} \\ \text{and} \\ v(e) &= 13.5 - 135 \mu\text{m/nsec}. \end{aligned}$$

As we see, silicon detectors are fast devices.

- The charge carrier density in silicon is determined by the dopant concentration and is too high to use the material directly as a particle detector. A p-n-junction causes in its neighbourhood a rearrangement of the charges in such a way that a carrier free or depleted zone of about 1 μm depth is produced. Applying an external voltage, the thickness of the depleted zone can be reduced (direct voltage) or, more interesting, increased (reverse bias voltage). In the depleted region, free charge carriers are created only by crystal defects. The dark current caused by these carriers (together with some current caused by surface effects) can be small enough to detect on top of its fluctuations the charge liberated by an ionising particle.

11.2. DETECTOR FABRICATION

The first silicon detectors used in high energy physics experiments were produced as surface barrier detectors, the p-n-junction being formed in a metal-silicon contact. This fabrication process is simple enough to be carried out under laboratory conditions. On the other side, only small quantities of detectors could be produced, their parameters are not easily reproducible and are influenced by the ambient conditions.

A new generation of detectors became available, when Kemmer in 1980 proposed to use the planar technology for detector production [4]. It combines ion implantation to create p-n-junctions with oxide passivation of the junction-free surface.

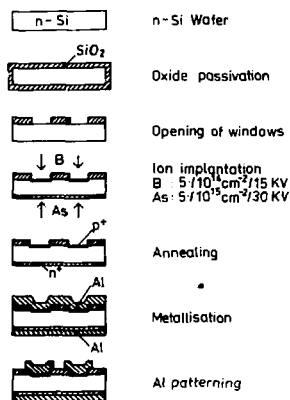


Fig. 1. Steps of the production process for microstrip detectors in planar technology [9].

The main steps of the production process are shown in Fig. 1. After the oxidation of the silicon wafer it is covered with a photoresist. It is then exposed through a mask and the photoresist and the oxide are etched according to the given structure. The implanting ions reach the silicon through these windows, while they are stopped in the photoresist and the oxide. A very important step is the annealing of crystal defects, which occur during the implantation procedure. The annealing conditions (temperature, gas, time etc.) determine to great extend the quality of the device. Finally the appropriate metal pattern is produced, again using photolithographic methods.

One can state a few **advantages**:

- Silicon is well suited as basic material for solid state particle detectors as it works at room temperature.

- The ion implantation produces well defined flat p-n-junctions.

- The oxide passivation of the whole surface of the detector not used as p-n-junction makes it almost insensible against ambient conditions.

- A big variety of different structures (not necessarily strips) are easily produced.

- The planar process is a well understood and developed technology in semiconductor industry.

There are also **disadvantages**:

- Silicon is a rather dense material. A typical detector has a thickness of about $300 \mu\text{m}$, which represents 0.3% of a radiation length or 0.1% of an interaction length.

- Radiation damage, for instance partial destruction of the monocrystalline structure of the bulk material, is a serious problem.
- The geometrical size of the detectors is limited by the maximum size of monocrystalline silicon which can be produced and processed.
- Production of detectors with the planar process needs expensive equipment and special conditions, which are generally available only in industry.

II.3. GENERAL PROPERTIES

- For detector production, mostly n-type silicon cut along the axis (111) with a specific resistance between 1 kOhm*cm and 20 kOhm*cm is used. The minority carrier lifetime should be >.1 ms, typical values are 1 - 2 ms. The wafers of the raw material have diameters between 2" and 5" and a thickness between 250 μm and 600 μm.

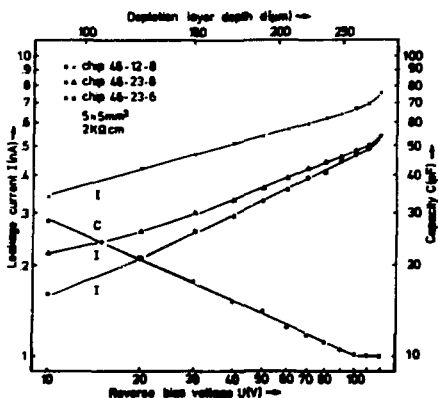


Fig.2. Capacitance and dark current vs depletion voltage [9].

- The depletion depth d depends on the specific resistance ρ and on the bias voltage V :

$$d \sim (\rho * V)^{1/2}.$$

For example, with $\rho = 1$ kOhm*cm and $V = 250$ Volts the depletion depth will be $d = 250 \mu\text{m}$.

- The detector capacitance is obviously inversely proportional to d and therefore decreases with the square root of the bias voltage. Measuring the capacity the bias voltage for full depletion can be found for a given detector (Fig. 2). At $d = 250 \mu\text{m}$ one has a detector capacitance of about 40 pF/cm².

- The dark current is dominated by crystal defects in the bulk material. It should increase with the depleted volume and hence with the square root of the bias voltage. In practice there is a contribution to the total dark current caused by surface effects, which strongly depends on the details of the fabrication process. Examples showing different behaviour are presented also in fig. 2. Good detectors have typical values of the dark current between 1 nA/cm² and 10 nA/cm² at full depletion.

- The breakdown voltage is also a strong function of the fabrication process. Usually it is at least twice the depletion voltage.

- As already stated, a minimum ionising particle creates about 80 electron-hole pairs per micrometer silicon. Due to the big minority

carrier lifetime and the short charge collection time the losses are negligible. There are no usable mechanisms of internal charge multiplication known up to now.

- The noise contribution from the dark current is usually negligible compared to the amplifier input noise. Depending on the amplifier itself and on the input stray capacitance signal-to-noise ratios between 10 and 20 are typical values (Fig. 3).

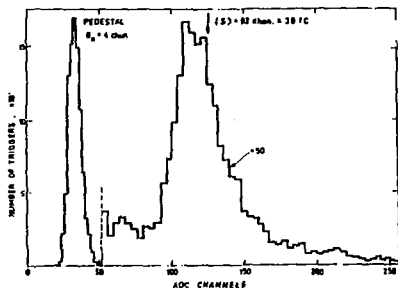


Fig. 3. Pulse height distribution from one strip of a microstrip detector [6].

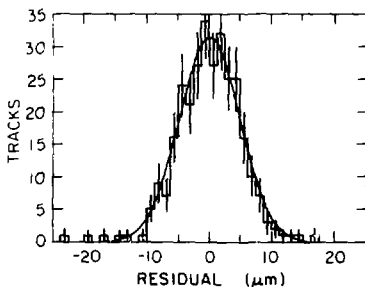


Fig. 4. Residual distribution obtained with the centroid method analysing charges at several adjacent strips of a microstrip detector with 25 μm pitch [5].

- With signal-to-noise ratios stated above the detector efficiency is very close to 100% at small noise counting rates.

- The accuracy δx for position measurement is in first approximation given by the center-to-center distance D (pitch) of the strips:

$$\delta x = D / (12)^{1/2}.$$

For values $D < 25 \mu\text{m}$ the lateral diffusion of the charge cluster during transportation can be exploited to improve the accuracy by analysing the charge distribution over several adjacent strips. With this method at $D = 25 \mu\text{m}$ one gets a resolution $\delta x < 5 \mu\text{m}$ (Fig. 4) compared to $7.2 \mu\text{m}$ as calculated from the pitch.

- The double track resolution is about $2 \cdot D$ for $D > 50 \mu\text{m}$. At smaller values of D diffusion becomes important leading here to a degradation of the double track resolution compared with the value calculated from the pitch.

II.4. DETECTOR READOUT

As for practically all particle detectors, the first element of the readout chain of microstrip detectors is a preamplifier. From noise considerations to avoid additional input stray capacitances it should be located as close as possible to the detector. Depending on the

experimental conditions the preamplifier is followed either by an (optional) shaping amplifier, a discriminator and a pattern unit, or by an analog-to-digital converter. In many cases there should be a certain delay introduced after amplification to coincide the detector output signal with some external trigger.

In the first experiments with microstrip detectors the readout chain was assembled from discrete elements. In this case, the volume of the readout electronics is orders of magnitude bigger than the detector itself (see Fig. 5), an enormous amount of power is consumed and the reliability is low. Obviously, such readout systems can be used only for relatively small systems in fixed target experiments.

The first step in miniaturisation was the development of hybrid circuits for the preamplifier with the aim to reduce the size of the electronics equipment which has to be arranged around the detector. An example is the MSD2 [8], which has excellent electrical parameters and provides four preamplifiers in a volume of about 1.6 cm³.

For very big systems and especially for collider experiments this volume is still much too big, taking into account the circuitry following the preamplifier. The only reasonable way to solve the problem is the development of dedicated VLSI readout circuits containing the majority of the necessary elements of the readout chain.

Developments are under way at several places (see [2]). The first chip produced and tested is the MICROPLEX [6].



Fig. 5. A microstrip detector surrounded by its preamplifiers [3].

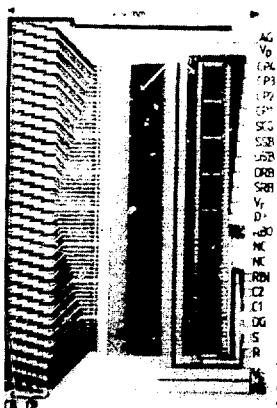


Fig. 6. Microphotograph of the MICROPLEX chip [7].

The MICROPLEX (Fig. 6) provides readout for 128 strips. Each of the 128 channels (Fig. 7) contains a charge sensitive amplifier, which loads via a switch a MOS capacitor. The stored charge is sensed by differential output amplifiers activated one by one from a shift

register. The multiplexed analog output is then transferred to some additional external circuitry.

The 128 channels of the chip are designed with a pitch of $47.5 \mu\text{m}$, so the chip can be connected to a microstrip detector with a pitch of $50 \mu\text{m}$. The equivalent noise charge (ENC) at the amplifier input is around $3000 e^-$, worse than for the MSD2 and for discrete amplifiers. Tests with detectors of $25 \mu\text{m}$ pitch read out from both sides with MICROPLEX chips (Fig. 8) show high efficiency and a resolution of less than $5 \mu\text{m}$ (see Fig. 4) as expected for this pitch.

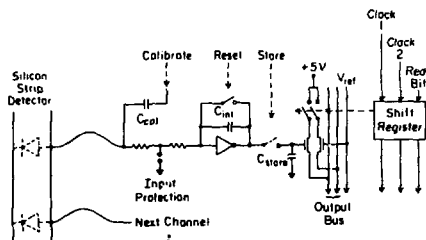
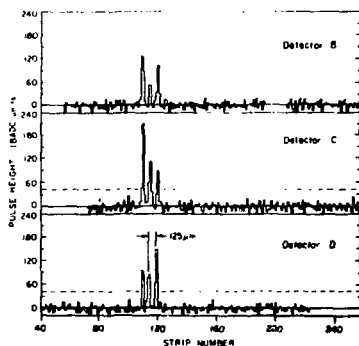


Fig. 8: Signals from a microstrip detector measured with MICROPLEX [5].

Fig. 7: Principal scheme of a MICROPLEX readout channel [7].



The MICROPLEX is produced in NMOS technology, therefore it has a rather high power consumption of 1.6 W/chip . It contains no delay between amplifier and storage element. For the application in a LEP experiment ($22 \mu\text{sec}$ between beam crossings) the power can be switched off between crossings reducing the average dissipation by a significant amount. Furthermore, in this application there is no need for a delay. In high rate fixed target experiments and at hadron colliders the application of this circuit seems to be difficult if even possible.

III. OTHER SILICON COORDINATE DETECTORS

Apart from the standard microstrip detector there are other types of coordinate detectors based on silicon, as well as many ideas for new detector principles (see for example [2]). Two of them are briefly discussed below.

III.1. CHARGE COUPLED DEVICES

Charge coupled devices were developed as light sensors with a certain position resolution, especially (in the form of matrices) for use in television cameras. The principal structure of a CCD matrix is shown in Fig. 9. With a special (essentially MOS) technology pixel structures are produced, which are organised and connected to the outside world in form of rows and columns. Applying appropriate voltages to

the rows a potential structure is build up in the epitaxial silicon layer, which trappes charges created under a certain pixel and keeps them in that position. Changing the row potentials in a well defined way, the charges left in the pixels of the entire matrix can be moved by one row (vertical direction in Fig. 9). During this operation the charges contained in the first row will be moved to an output register. This is again a CCD structure giving the possibility to move the charges of this row one by one to the output amplifier (horizontal direction).

The advantages of such a device for particle detection are obvious:

It provides two dimensional coordinate information offering excellent pattern recognition capabilities. This is demonstrated in Fig. 10, where on 1 mm^2 as much as 17 particles are well separated. In the two projections there would be a significant overlap.

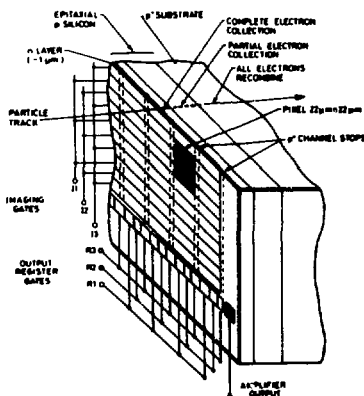


Fig. 9. Working principle of a CCD matrix [3].



Fig. 10. Visual output from a CCD matrix irradiated with particles. The size of the presented part is $1 \times 1 \text{ cm}^2$ [3].

- The position resolution in both coordinates determined by the pixel size is very good.

- There is only one signal output to be handled for the whole matrix with 10^6 pixels.

Some drawbacks of these devices for particle detection should also be mentioned.

- The serial readout of the CCD leads to a high readout time.

- During readout the CCD stays sensitive and hence will detect particles traversing the detector.

Standard CCD devices are produced on low resistivity epitaxial silicon grown on a p^+ -substrate. The useful depth of depletion is therefore small, in the order of $5 \mu\text{m}$. A sufficient signal-to-noise ratio can be obtained only with cooling.

- CCD devices can be produced only at small areas of a few cm^2 .

III.2. SILICON DRIFT CHAMBER

This device was proposed and for the first time investigated by Gatti and Rehak [10]. The main idea is to use the internal properties of the detector itself to reduce the number of readout channels.

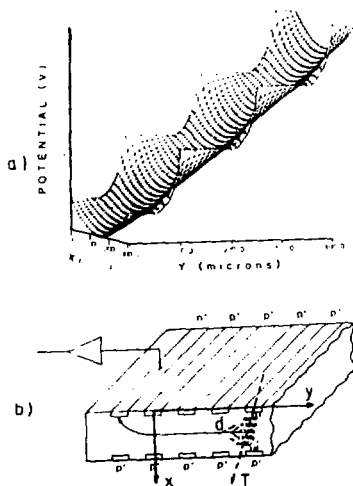


Fig. 11a: Calculated shape of the potential distribution in a silicon drift detector (SDC); b: Working principle of the SDC [10].

The detection principle of this device is seen on Fig. 11b. Essentially it is a microstrip detector with identical patterns of strips on both sides of the silicon wafer. If the same reverse bias voltage is applied to both sets of strips, the silicon will be depleted with a plane of zero potential in the middle of the wafer. The charge produced by a traversing particle therefore will drift to this middle plane. If the voltage applied is not a constant for all strips, but changes from strip to strip in one direction, the potential inside the silicon will get the shape shown in Fig. 11a. The charge will remain in the middle plane and drift in the direction perpendicular to the direction of the strips to one edge of the detector and will be collected at the special n^+ -strip.

The particle coordinate is calculated from the time delay between particle crossing and arrival of the charge at the readout strip, exactly as in gaseous drift chambers.

The lateral drift velocity is adjustable in a wide range. Towards low drift velocities the longitudinal diffusion of the charge cluster will start to dominate the time resolution and hence set a practical limit, at high drift velocities the limitation comes from the breakdown voltage of the p-n-junctions.

The dead time of such a detector is bigger than for an ordinary microstrip detector, the rate capability therefore worse. In many cases this disadvantage is compensated by the significantly lower number of readout channels.

A more serious problem seems to be the double-side technology needed to produce a silicon drift chamber. Industry is not yet equipped to handle both sides of the wafers.

IV. RADIATION DAMAGE

The effect of different kinds of radiation on the performance of silicon coordinate detectors were of little or no importance for the experiments at external secondary beams. The total dose deposited in the detectors during the limited lifetime of an experiment (typically one or two years) is moderate, a damaged detector can be replaced with small effort. In collider experiments the replacement of a detector is much more complicated, the lifetime of an experiment is bigger and the dose rate near the beam pipe where these detectors normally are situated is higher.

Despite of the importance of a detailed knowledge of the radiation damage effects especially in planning experiments for future hadron colliders the amount of data available today is rather limited. Systematic investigations still have to be done to find out the dose limitations and, more important, the ways to improve the radiation hardness. The same holds, of course, for the readout electronics which has to be placed in the same environment as the detectors.

From today's knowledge one can distinguish two different complexes of radiation damage effects.

There are bulk effects caused mainly by hadrons. A heavy particle traversing the silicon material can via an elastic interaction cause a displacement of an atom from its original place in the lattice. If an inelastic interaction occurs the nucleus is destroyed and the many secondaries also can produce displacements. Low energy secondary particles have a very high density of ionisation at the end of their range and can produce finite regions with a behaviour different from that of the rest of the crystal (traps).

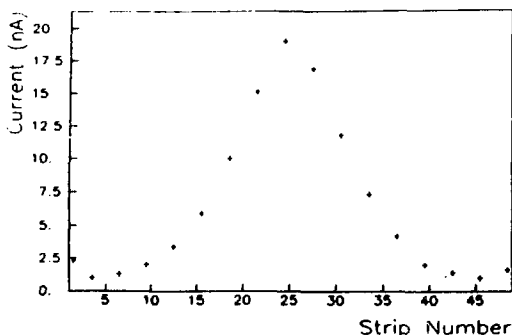


Fig. 12. Dark current measured at different strips of a microstrip detector after irradiation in a particle beam [11].

Visible consequences of bulk damage effects are:

- Increased leakage current in the damaged part of the detector. In Fig. 12 data are plotted for a detector which was exposed to a narrow beam of minimum ionising particles. The leakage current distribution over the strips nicely reproduces the shape of the beam.

- Damaged detectors show a significantly increased shot noise. It is connected with the charge traps mentioned above and cannot be distinguished from particle signals.

- The donor concentration in a damaged detector is reduced due to nuclear interactions destroying nuclei of the donor atoms. Thus the resistivity of the detector raises and the depletion voltage reduces. If the irradiation is uniform over the detector surface this effect

is tolerable as long as the conduction type of the bulk material is not changed. With nonuniform irradiation the variable donor concentration will lead to a nonuniform electric field in the detector with systematic coordinate measurement errors as a consequence (Fig. 13).

As an orientation from present experience detectors tolerate about 10^{14} minimum ionising particles per cm^2 .

Still less systematic information is available concerning surface effects. They are demonstrated in Fig. 14c to be compared with the undamaged case in Fig. 14a. Due to the low mobility of charges in the oxide layer a space charge builds up during irradiation, the electric field in the silicon near the edges of the p-n-junctions is strongly deformed.

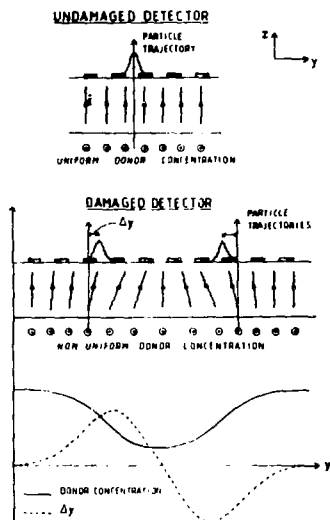


Fig. 13. Effect of a nonuniform donor concentration after radiation damage on the accuracy [11].

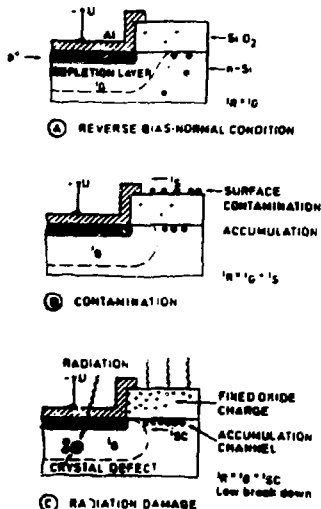


Fig. 14. Influence of radiation damage effects at the surfaces of a microstrip detector [2].

This type of damage is caused by any radiation. The visible effects of it are:

- Increased leakage current deviating from the $V^{1/2}$ law.
- Reduced interstrip resistance.
- Reduced breakdown voltage.

V. CONCLUSIONS

From the short review given in the previous chapters one can draw the following conclusions:

- The planar process is well understood in its application to the production of microstrip detectors. There are no problems to produce these devices with high performance in large quantities, they are offered by several firms (for example: Enertec, France; Micron Semiconductors, Great Britain; Hamamatsu, Japan; WF Berlin, GDR).

Radiation damage needs extensive systematic studies. At future accelerators 10^{14} mip/cm² might be a too small tolerance value.

- There is strong need for highly integrated, fast, low noise, internally storing/delaying, multiplexing, radiation hard readout electronics.

Certainly silicon coordinate detectors will have a wide field of applications in future high energy physics experiments.

REFERENCES

- 1: Proc. 3rd Europ. Symp. on Semiconductor Detectors, NIM 226(1984)
- 2: Proc. 4th Europ. Symp. on Semiconductor Detectors, NIM A253(1987).
- 3: C. Damereil, RAJ 86-077.
- 4: J. Kemmer, NIM 169(1980)499.
- 5: C. Adolphsen et al., NIM A253(1987)444
- 6: H. Boettcher et al., NIM 226(1984)77
- 7: J.L. Waller et al., NIM 226(1984)90
- 8: P. Jarron and M. Goyot, NIM 226(1984)156
- 9: J. Kemmer, NIM 226(1984)189
- 10: P. Rebak et al., NIM A235(1985)224
- 11: H. Drieff et al., NIM A253(1987)460

Silicon Drift Chambers

G.Hall

Blackett Laboratory, Imperial College, London SW7 2AZ

U.K.

Introduction

In the last few years silicon microstrips have emerged as, arguably, the most important high precision position sensitive detectors in experiments in high energy physics. These are arrays of large numbers of long, narrow diodes implanted into one surface of a silicon wafer with each diode acting essentially as an individual detecting element. They are capable of spatial resolution of $\sim 5\mu\text{m}$ in one dimension with detector sizes so far up to $5\text{cm} \times 5\text{cm}$ used in experiments. This precision is achieved at the price of instrumenting thousands of channels with low noise electronics and, while developments of VLSI circuits in MOS technology are under way to reduce the size and power consumption of the amplifiers, implementation is still not expected to be a simple undertaking.

The microstrip detector can be viewed as the solid state analogue of the gaseous multiwire proportional chamber; the solid state analogue of the gas filled drift chamber is less well known[1]. However in several respects it offers significant improvements in performance compared to microstrips and, since one important feature is the possibility of large area detectors with very low capacitance, a wide range of applications where high sensitivity is required can be foreseen.

Principle of operation

To explain the operation of a drift detector it is helpful initially to recall the simple p-n junction diode. It is usual to imagine the two sides of the junction originally isolated, and then brought into intimate contact (fig.1). Thermal equilibrium is then established as equal numbers of highly mobile electrons and holes, from the n-type and the p-type material, combine and establish the built-in junction voltage

necessary to prevent further current flow across the boundary. The potential difference is maintained by the static space charge built up in the region around the junction as a result of the ionisation of the donor and acceptor atoms in the doped semiconductor, and this region is referred to as the 'depletion zone' since it has been effectively depleted of all mobile charge carriers. In addition it is normal in most diodes, but particularly for particle detectors, for one side of the junction to have been more heavily doped with impurities than the other. The requirement of overall charge neutrality then makes it easy to see that the depletion region extends much further into the less heavily doped side of the device. In most modern silicon detectors this is of n-type; it follows then that in most of the detector volume there is a positive space charge.

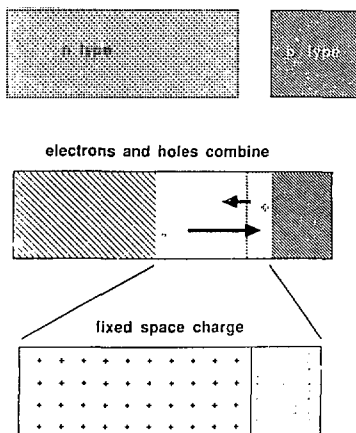


Fig.1. In an unbiased p-n junction the fixed space charge in the depletion region arises from the combination of electrons and holes from opposite sides of the junction as thermal equilibrium is established.

The active detector volume is formed by the depletion region. Here there exists the electric field necessary to sweep across the detector the mobile charges created by an ionising encounter, and thus generate the signal current pulse in the external amplifying circuit. The size of the depletion region can be increased by applying further reverse bias voltage up to the point where the complete thickness of the semiconductor wafer is depleted; the device is then said to be fully depleted (fig.2). In the depletion region too, due to the absence of mobile charge carriers, there is almost no current flow except when ionisation creates electrons in the conduction band.

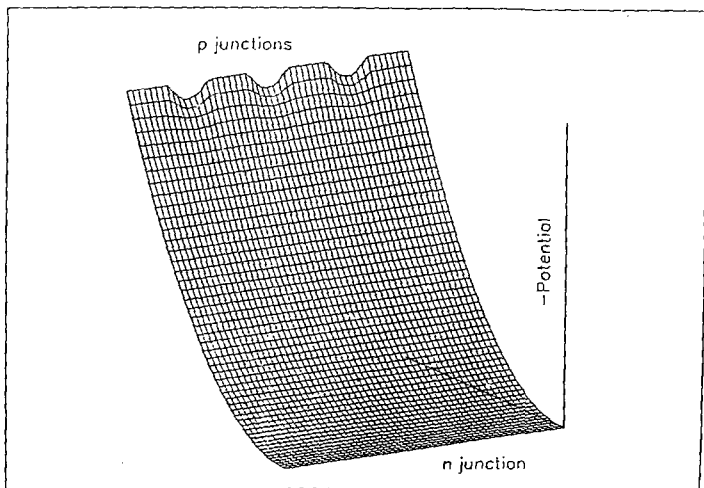


Fig. 2. The potential distribution inside a fully depleted microstrip detector. The p-type junctions are separated on the surface of the silicon by oxide layers.

The small leakage currents that do flow originate mainly in thermal excitation of electrons into the conduction band, mostly from energy levels within the forbidden energy gap caused by impurities either in the raw material or introduced during processing, or from short lived states at the surface of the material. Since the leakage current is a source of noise in the detecting system both of these contributions are minimised by the detector manufacturer.

The other important parameter of a diode detector is the capacitance, since the signal in the detector can be partially shorted to ground if the detector capacitance is significant whereas thermal noise in the amplifier itself remains constant. Thus a large detector capacitance degrades the signal to noise ratio. An individual strip in a microstrip detector might have an effective capacitance of $\sim 10\text{pF}$, often dominated by interstrip capacitances rather than the geometrical value of the strip alone, while other silicon detectors usually have much larger capacitances. In most cases therefore, even in the best designed system, there is a limit to the lowest level of noise achievable set by contributions from leakage currents and device capacitance.

In many high energy physics applications the relatively large signals produced by minimum ionising particles (~ 25000 electrons in $300\mu\text{m}$ silicon) are well above this level; however this is often not the case for detection of scintillation light by photodiodes where long shaping time constants in the amplifier and very low leakage current photodiodes are essential.

The basic element of the silicon drift chamber is a wafer of detector grade, high purity, n-type material with similarly heavily doped p-type junctions implanted into both surfaces. This can be imagined as two p-n diodes back to back and one can immediately see that already with no applied voltages that some part of the n-type material underneath both junctions will be depleted (fig.3). The undepleted silicon,

which is a conducting layer, is confined to the centre of the wafer and can be connected electrically to an ohmic contact, say at the surface of the wafer outside the p-type implant. Let us now consider the application of further reverse bias to the junctions by, for example, grounding the n-type conductor and applying identical negative voltages to the p-type junctions. It is clear that the depletion zones on both sides of the wafer will grow and extend further into the bulk, and with the application of sufficient bias will eventually meet and make contact, thus excluding the conducting layer to the periphery of the wafer.

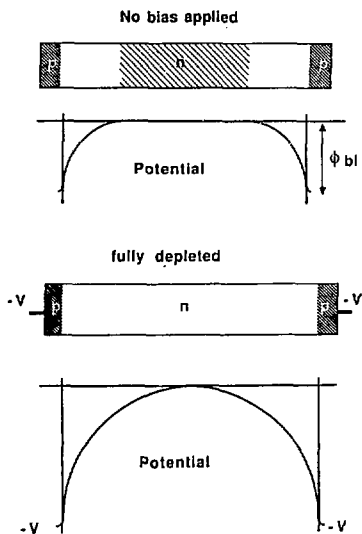


Fig.3. The behaviour of a p-n-p section through a drift detector. With no bias applied it can be viewed as two p-n diodes back to back. As the bias on the p-type junctions is increased, holding the bulk at ground, the bulk becomes fully depleted leading to a parabolic potential distribution through the device.

It is perhaps not obvious that a large area wafer can be depleted from a small ohmic contact at the edge of the wafer and this can be treated, if one wishes, as a fact which has been verified experimentally [2]. However if one assumes that the n-type region of such a p-n-p system can be fully depleted it is possible to go on and consider some other important features of the device.

The system we have created, in a one-dimensional section through the device, is completely symmetrical about the centre of the wafer. A test charge placed at this point would experience no force since the electric fields generated by the space charge on both sides of it would cancel exactly. If the force on the test charge is estimated at other positions between the two surfaces it is not difficult to see that the

force will increase as the test charge is moved from the centre to the surface. In other words a *potential maximum* has been created within the wafer and a field which will transport charge generated by ionisation across the device, electrons to the centre of the wafer and holes towards the surface. If one can now arrange for an electric field to be present to provide charge transport parallel to the wafer surface one has the essential ingredients of the silicon drift chamber (fig.4). Computations of the potential distribution within such a system by solution of Poisson's equation show the characteristic "gutter-like" potential which transports electrons to a distant electrode in a fashion analogous to the collection of rain-water (fig.5).

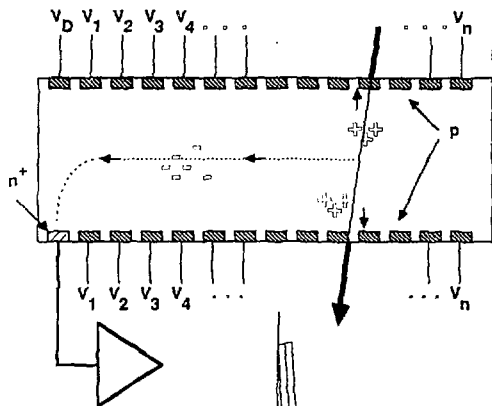


Fig. 4. A schematic of the biasing and read out arrangement of a drift detector.

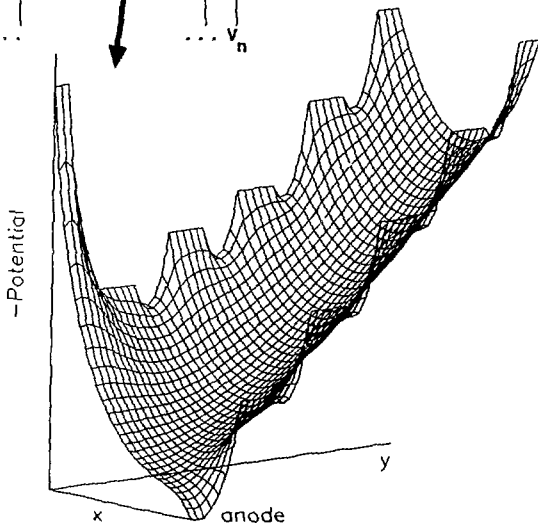


Fig.5. The potential distribution in a drift detector showing the drift region between the p-type field shaping junctions (to the right) and the region near to the anode where the electrons are collected.

In the first devices to demonstrate detection and drift of electrons the detectors were constructed as p-n-p diodes in the fashion outlined above with the p-type implants being essentially a series of identical strips on both surfaces[2]. The transporting electric field is provided by biasing opposite strips to the same voltage

but grading the potential so that the strips furthest from the anode are at the highest (negative) potential relative to ground. Indeed devices designed with no more than a series of identical strips have been shown to fully deplete and have enabled the observation of electron drift over distances of $\sim 8\text{mm}$ [3]. A more complex design is desirable however since a consideration of such a device in three dimensions, and not just two, will make it clear that fields and potentials at the end of the strips will not be properly controlled and will lead to excessive leakage currents at the anode as well as non-ideal charge collection. Better designed devices incorporate guard strips at the end of the field strips for this reason and, in some cases, guard anodes to minimise the leakage current collected at the signal anode from the regions under the guard strips.

Features of the drift detector

The electron signal is read out from the collecting anode after a delay with respect to the original ionising event and thus the position of the original interaction can be measured in one dimension using the arrival time of the electron cloud. So far drift fields of $\sim 30 - 1000 \text{ V/cm}$ have been used leading to drift velocities of $\sim 0.5 - 15 \mu\text{m/nsec}$ at room temperature. In cases where the time of the original interaction is well defined by an external trigger this can lead to a very high precision measurement, comparable or better than the best microstrip detectors for drift distances of several mm. Thus it is possible to envisage dramatic reductions in the readout density in appropriate situations.

Perhaps the most unusual feature of the silicon drift chamber is the very low detector capacitance which, because of its effect on the noise, can lead to remarkable improvements in energy resolution. This arises mainly because the capacitance of the detector is essentially only the geometrical capacitance of the anode and thus is independent of detector area. Detectors have been constructed with capacitance less than 0.1pF and equivalent noise charges below 40 electrons at liquid nitrogen temperatures have been reached for a detecting area of $\sim 1 \text{ cm}^2$. There seems to be room even for further improvement since at such small values of detector capacitance it is important to match the detector capacitance to the gate capacitance of the input transistor, as well as reduce stray capacitances to an absolute minimum.

The electron signal observed at the anode in a silicon drift chamber is not the only observable signal in the device (fig.6). Immediately after the ionising interaction electrons and holes produced in the encounter migrate towards and away from the potential maximum which may, but does not necessarily have to, be at the centre of the wafer. This part of the charge collection lasts typically for $\sim 10\text{nsec}$ and during this interval charges are induced at the surfaces of the detector as the electrons and holes separate. Currents therefore flow which lead to observable signals in amplifiers connected to the surfaces and this prompt signal can be used to provide a trigger for the detector, though it should be borne in mind that such a trigger is not likely to be as effective as a fast external trigger. In cases where the surface electrode is large the capacitance of the electrode and leakage currents flowing to it may give rise to large noise at the short shaping times required to obtain a prompt trigger.

Also the signal size, and polarity, are generally related to the position of the interaction with respect to the potential maximum. Indeed in the case of a uniformly ionising charged particle crossing a drift detector where the potential maximum is at the centre of the device no prompt signal should be observed at the surface.

Induced signals are also expected at electrodes on the surface as electrons at the potential maximum move underneath them; these may also be usable though the duration of the signals will often be small at typical drift speeds of a few $\mu\text{m}/\text{nsec}$. A final signal should be observed on the surface opposite the anode as the drifting electrons move from the potential maximum to the anode and the induced surface charge disappears. Most of these signals have been observed and triggers have been derived from 60 keV X-ray interactions which have produced position and energy measurements simultaneously.

Some limitation to the ultimate position resolution can come about because of diffusion of the electrons, and thus enlargement of the electron cloud, during their

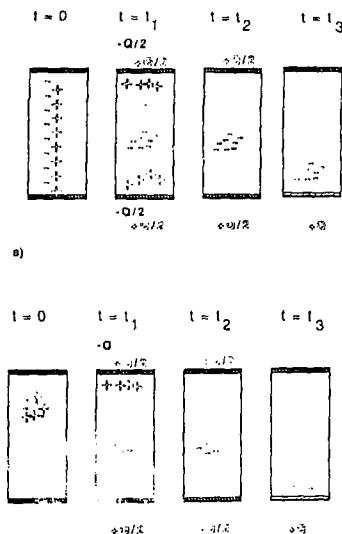


Fig. 6. Signal generation in a drift detector. Two typical processes are shown schematically: a) the crossing of an ionising particle and b) the interaction of an X-ray photon. At time $t=0$ the initial ionisation takes place. At t_1 is the situation after the electrons and holes have separated, and at t_2 the electrons have migrated from the vicinity of the original interaction on their way to the anode. Finally at time t_3 the electrons are collected at the anode. Surface charges are induced at each stage of this process which can give rise to observable signals in amplifiers connected to the detector.

passage to the anode. However this fact can be used to advantage by dividing a linear strip anode into segments. A position resolution smaller than the segment length can be achieved by obtaining the centroid of the charge deposited on several sections of the anode, and thus one method of obtaining a two dimensional measurement can be realised.

Present status

The most notable results using silicon drift detectors have been achieved by the inventors, Gatti and Rehak, in collaboration with Kemmer and members of the Max Planck Institut Group[4]. Kemmer has fabricated several devices in different geometries showing leakage currents of only a few nA/cm^2 , and there have been systematic investigations of performance using visible light photons and particles from sources and beams. Position resolutions of $11\mu\text{m}$ were measured using minimum ionising charged particles in test beams and $3\mu\text{m}$ in laboratory tests with signals generated by infrared light pulses while drifting over distances of $\sim 4\text{mm}$; longer drift paths, up to $\sim 16\text{mm}$, have also been used. A spatial error of $100\mu\text{m}$ was obtained with 60keV X-rays using a detector in a self-triggered mode where the resolution was limited by noise on the prompt trigger pulse read out from the p^+ -electrodes. Using the same cylindrical device, which had an anode capacitance of 0.06pF , an energy resolution of 110 electrons was measured at room temperature, falling to 36 electrons at liquid nitrogen temperature. A multianode detector was also constructed and individual tracks resolved with a precision of $18\mu\text{m} \times 24\mu\text{m}$, and the first high energy physics experiment will use such detectors next year[11]. As yet other manufacturers have not been able to match the leakage current performance achieved by Kemmer, probably because the different processing

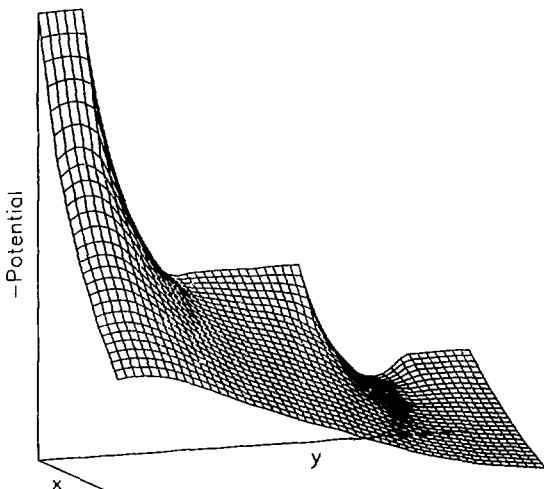


Fig.7. A section near to the surface of a drift detector showing the potential in the vicinity of two p-type strips. The right hand pair of junctions have less than the critical voltage difference between them at which a hole current can flow, while the pair at left are close to this situation.

techniques used for microstrips are not necessarily guaranteed to be optimised for fabrication of devices with features on both sides of the silicon wafer. However working drift detectors have been made by a number of people which have demonstrated all the expected properties, and further progress in process optimisation is expected[5].

Practical biasing of drift detectors appears to require the application of a potential to each p^+ junction of the detector. This can be avoided by noticing that the p^+-n-p^+ junction between the electrodes behaves in a similar fashion to the p^+-n-p^+ system across the wafer. For identical voltages on adjacent strips a potential maximum appears between the strips, but increasing the bias on one strip will shift the maximum towards it and away from its neighbour. Eventually application of sufficient bias will remove the potential barrier at this junction altogether (fig.7) and injection of holes from the p^+ region will occur[6]. A current therefore flows between the strips which limits the maximum interstrip voltage. The effect can be used to bias a series of strips and has been exploited to operate a cylindrical detector and a novel low capacitance photodiode[7].

Limits to performance

Probably the major limitation to the performance of the drift detector comes from the leakage current since the bulk generated current, which normally dominates the observed dark current in modern silicon detectors, appears at the anode from the entire detector volume. A detector which has sub-divided anodes, independently read out, is expected to reduce the consequence of the current, and cooling the detector should also lead to the usual exponential temperature variation[8].

Thermal noise in the amplifier will be of minimal consequence if the minute detector capacitance can be taken full advantage of although this is not trivial to achieve since connecting bonds and printed circuit boards can easily dominate. With current hybrid technology careful layout is essential. Although the MOS amplifiers being developed for microstrips are still at an early stage of application they ought to provide a better matching of the input transistors to the drift chamber and an ultra low input capacitance should enhance their current noise performance. Suggestions have also been made to base integrated detector and electronics on the drift idea[9].

In addition there are a number of fundamental effects which can limit the ultimately attainable position and energy resolution, including diffusion and mutual repulsion of the electrons during their drift to the anode[10], and Poisson fluctuations in pulse shape caused by variations in the number of electrons arriving in short time intervals. However in the most demanding situations it seems likely that other contributions may require attention also. Inhomogeneities in bulk doping have been suggested as an origin of contributions to the position error [2] but deviations from an ideal drift field can also arise from electrode misalignment and from the fact that the drift field is applied by a series of voltage steps at the surface. A smoothly varying drift field can be provided in the region close to the potential maximum but to ensure this the strip pitch should not be made too large, relative to the device thickness.

An important open question for applications in high energy physics must be the sensitivity of drift detectors to radiation damage. Some of the effects observed in microstrips would be expected to have even more consequence for drift detectors, although there are many environments where this will be an unimportant consideration.

Conclusions

The silicon drift detector has emerged as an interesting new device whose advantageous properties are only beginning to be exploited. It has already demonstrated remarkable position and energy resolutions for relatively large solid state detectors and has suggested a number of new avenues for future development. Further investigations of drift devices are necessary to demonstrate their full potential.

References

- [1] E. Gatti, P. Rehak. Nucl. Instr. and Meth., 225 (1984) 608.
- [2] E. Gatti, P. Rehak, J. Walton. Nucl. Instr. and Meth., 226 (1984) 129.
- [3] J. Ellison, G. Hall, S. Roe, A.D.Lucas. IC/HEP/87/2 (1987) to be published in Nucl. Instr. and Meth.
- [4] P. Rehak, E. Gatti, A. Longoni, J.Kemmer, P.Holl, R. Klanner, G.Lutz, A.Wylie. Nucl. Instr. and Meth. A235 (1985) 224.
P. Rehak, J.Walton, E.Gatti, A.Longoni, M.Sanpietro, J.Kemmer, H.Dietl, P.Holl, R.Klanner, G.Lutz, A.Wylie, H.Becker. Nucl. Instr. & Meth., A248(1986)367.
- [5] Working drift detectors have been fabricated at Lawrence Berkeley Laboratory, Micron Semiconductor Ltd, S.I. Oslo and others.
- [6] J. Chu, G. Persky, S. Sze. J. Appl. Phys. 43 (1972) 3510.
- [7] J. Kemmer, G. Lutz, E. Belau, U. Prechtel, W. Welser. Nucl. Instr. and Meth., A253 (1987) 378.
- [8] S.M. Sze. Physics of Semiconductor Devices. J. Wiley, New York (1981).
- [9] J.Kemmer, G. Lutz. Nucl. Instr. & Meth., A253 (1987) 365.
- [10] E. Gatti, A. Longoni, P. Rehak, M. Sampietro. Nucl. Instr. & Meth., A253 (1987)393.
- [11] UA6 Experiment at CERN. A. Vacchi, private communication.

The 3 coordinates of FWCHA and B which are rotated 120 degrees with respect to each other have the same orientation and are also parallel to the sense wires of the TPC. Both of the forward/backward FWCHA packages have 6 identical half discs, each of them with 2 wireplanes, built from resistive plastic tubes. These tubes work in limited streamer mode. The dead area is reduced to a minimum. To increase the redundancy and to help pattern recognition also cathodestrips are foreseen.

We have also tested a prototype consisting of 0,5mm thick vetronite covered with 30µm copper.

Two cathodes were produced as delay-lines but the other 2 remaining cathodes were used to decide between the left and right ambiguity. See fig.3.

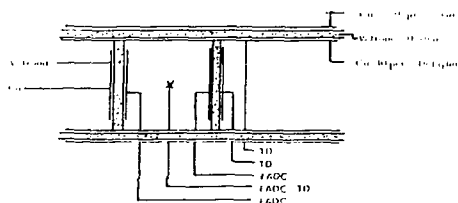


Fig. 3.

Especially for tracks near the sense wire this idea might help in track reconstruction. The measured charge difference between the left and right cathodes is shown in fig.4.

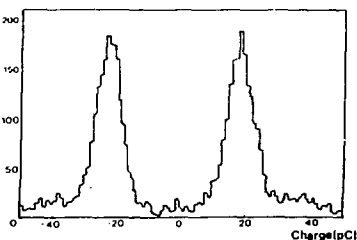


Fig. 4.

One FWCH B wire package consists of 12 wire planes with a stesalite frame on the inner and outer circumference. Cathodes of solid material are also foreseen.

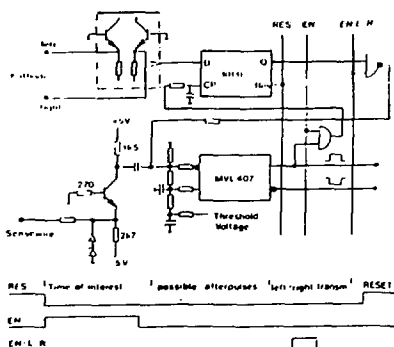


Fig. 5.

B. The Readout Electronics

a) Chamber Electronics

The signal of the sense wire of FWCHA is either terminated with 300 Ohm and fed into a comparator with a threshold around 30mV or if necessary amplified by a simple current voltage amplifier with an amplification factor up to 5. See fig.5.

The upper part of this picture shows the possibility to transmit the left/right decision derived from cathode strips (see fig.3,4) on the same cable. The idea is to enable the memory output which has stored the left/right decision to this cable after the maximum wire drift time plus time for possible afterpulses, i.e. when no more wire signals are expected. Therefore one can find this information in a certain time window of the TD.

The cathode signals are a factor 4-10 times smaller and have anyhow to be amplified before they reach the comparator.

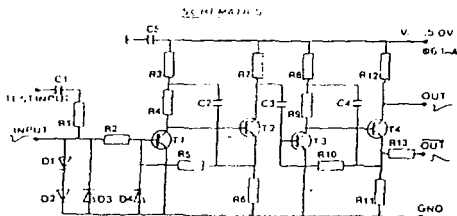


Fig. 6.

In FWCHB wire signals are amplified by a hybrid amplifier developed by NIKHEF and PHILIPS. The gain is around $2 \times 10^2 \text{ mV per } \mu\text{A}$. See fig. 6.

b) Multiplexsystem with comparator input

Due to the construction of FWCHB with two half disks wires of two of the three coordinate directions are not on one half disks but interrupted by the frame. 2 neighbour wires on 2 half disks, i.e. in general $2 \times 2 = 4$ channels are multiplexed to one TD channel in order to reduce price and power consumption of a FB crate (48 channels of one LTD need 120 Watt). The incoming signal is first compared with an adjustable voltage level and if accepted shaped to a pulse length of 20ns. See fig.7.

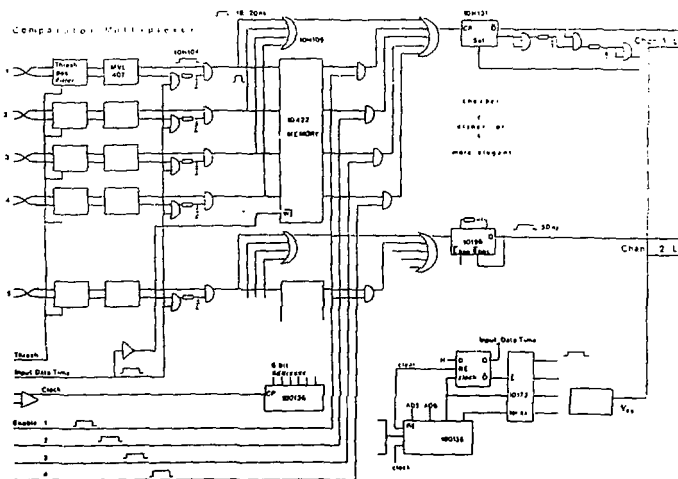


Fig. 7.

Fig.7 shows how 4 such signals are ored and enlarged to a pulse width of 50ns (the necessary condition for the LTD). During the time of interest (the max. drift time) the input state is written into a memory in steps of 6 or 8ns. For the small drift time used we need 64 places. Later on this memory is read out 4 times -the multiplexing factor is 4- with a different clock frequency (half of the write speed). For the first 64 time slices only the first output is enabled and can transmit its information to the LTD, while for the next 64 clocksteps the second output is active. Due to the reduced readout speed 2 stored wire signals on one input channel will have now the double time distance and the deadtime of the LTD will thus be reduced (LTD deadtime around 50ns). In most cases every wire signal is therefore stored twice. No time information is lost, only the time accuracy may be slightly reduced.

c) The drifttime digitizer electronic

Great effort was put into the standardization of the Time Digitizer, which has led to the design of the LTD ^{1/2}. This module can be used for the Inner/Outer-Detector, FWCHA and B, RICH, Muon Chambers etc. 48 input channels with 2ns time resolution and a time range of 32 μ s are put together on a FB-card, each channel with multihit capability. Maximal 5 events can be stored (4 event buffer + 1 input buffer). The event information, which is read out via Fastbus contains 3 words for the hit information, followed by words with time, channel and event number information ending with a marker word. The auxiliary connector is used both for common control and status signals and for a fast readout of the hit information.

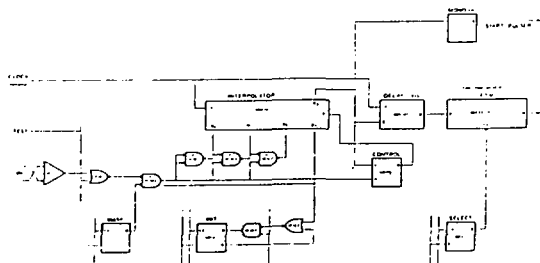


Fig. 8.

An external 125MHz clock is used and the resulting 8ns steps are divided in 2ns steps by gate delays. See fig.8.

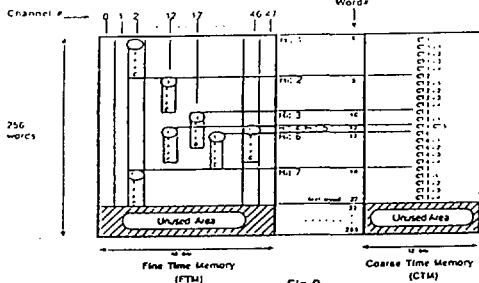


Fig. 9.

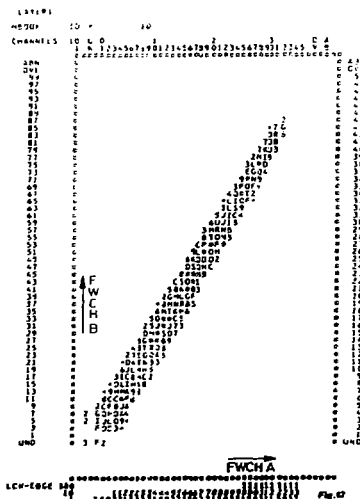
After parallel storing of one bit for the incoming signal together with the interpolator state to the clock, the information is shifted out and stored in a 256 places wide "Fine Time Memory". At the same time the 8ns step time information is stored in a "Coarse Time Memory". See fig.9.

C. Triggerelectronic for Tracks in the Forward and Backward Region

a) Introduction

3 levels of triggers are foreseen to reduce the high (~Hz) background final to the actual number of real events (~Hz) /4/. The first trigger step should decide within only 2 μ s and should reduce the trigger rate to less than 1KHz. After a negative decision (first trigger:no) the TPC could be disabled and the time till the next beam crossing could be used for a cosmic trigger. Trigger 2 needs around 35 μ s and should reduce the rate to less than 20Hz. After a positive decision (second trigger:yes) the event data have to be stored in one of the 4 event buffers. Trigger 3 uses a chain of 68020 microprocessors to further reduce the rate.

b) Trigger 1 for FWCHA and B



According to reference /5/ charged tracks should be accepted if they have a transverse momentum $pt > 1.6 \text{ GeV}/c$. Grouping always 4 wires of FWCHA together we simulated tracks with a constant $pt > 1.6 \text{ GeV}/c$ in the DELPHI magnetic field of 1.2 Tesla and calculated their corresponding impact points on FWCHB. See the matrix of hit wires of FWCHA versus FWCHB in fig.12 for one wire coordinate. The matrix for the 2 other coordinates are similar. To increase the efficiency of the trigger we also try an additional refinement for tracks. Each of the matrix of FWCHB is subdivided into 4 "mini windows" on each of the 4 FWCHB-planes correlating them with 2 wires on FWCHA.

As the angular coverage of FWCHB is a bit bigger than for FWCHA (see fig.1) there is a ring on FWCHB where we cannot find corresponding points on FWCHA. This special part will be separately divided into 8 "mini windows" to look for tracks in this region.

Each of the 3 coordinates has its own trigger processor -one for A and one for B. During data taking wire data are handled in parallel on different places at the same time. The transfer of the hitregister information will be done using the auxiliary bus.

READOUT ELECTRONICS FOR DIFFERENT APPLICATION REQUIREMENTS OF MICROSTRIP
POSITION SENSITIVE DETECTORS⁺

V. Speziali - P.F. Manfredi

Dipartimento di Elettronica Università di Pavia
Via Abbiategrosso, 209 - 27100 PAVIA (Italy)

D. Marioli

Facoltà di Ingegneria Università di Brescia
Via D. Valotti, 9 - 25060 BRESCIA (Italy)

INFN Milano - Via Celoria, 16 - 20133 MILANO (Italy)

1 - INTRODUCTION

The accuracy in track reconstruction with microstrip vertex detector is affected by the noise in the readout preamplifiers to an extent which depends strongly on the experiment constraints. The limitations in the operation of microstrip vertex detectors arising from the noise in the readout preamplifiers are quantitatively expressed by the equivalent noise charge (ENC) referred to the input. ENC for a given front-end amplifying device depends on the capacitance C_D appearing at the detector output and on the width τ_w of the noise weighting function in the shaper which follows the preamplifier.

The capacitance C_D is determined by the geometrical characteristics of the detector and by the way the strips are connected to the readout preamplifiers. The upper and lower values of the range in which τ_w has to be chosen are dictated by the nature of the experiment.

Examples of possible (C_D, τ_w) combinations will be given here. The capacitance per unit length appearing at the individual strip with all other strips shorted to a signal ground ranges between 1 and 2 pF/cm, the actual value depending on

⁺ This research was carried out under the auspices and with partial funding of Ministero della Pubblica Istruzione, the Italian Ministry of Education.

the pitch, on the strip width and to a lesser extent on the detector thickness. So, the C_D value for a 5 cm long strip ranges between 5 and 10 pF. If the readout preamplifier is directly bonded to the strip the total capacitance shunting its input port can be conservatively estimated to be in the 7 + 12 pF range. A substantial increase in this capacitance, up to 30 pF or more may occur if a printed circuit board is used to fan-out the strip signals to the readout preamplifiers. The strip readout systems presently in operation and mostly employed in fixed target experiments are based upon a discrete or hybrid, thick film, front-end design and require a printed circuit fan-out between detector and preamplifiers. The reason of this choice is connected with the high particle rates on the microstrip planes occurring in fixed-target experiments and with the short values of τ_w , 50 to 100 ns that have to be accordingly utilized. Discrete or thick-film hybrid front-end design is preferred to monolithic in view of the much better noise behaviour it features at these short τ_w values. Typical (C_D , τ_w) combinations occurring in fixed-target experiments are $C_D = 30$ pF and $\tau_w \approx 50$ ns. In the experiments due to be carried out at LEP collider, where the bunch crossings will be 22 μ s apart, values of τ_w of a few μ s are foreseen. By virtue of these relatively long τ_w 's, feasibility of monolithic microstrip readout was demonstrated. The existing VLSI readout chips, purposely developed for Delphy and Aleph experiments, have a sufficient compactness in the analog channels to enable them to be directly bonded to the microstrip, thereby avoiding the capacitance increase due to fan-out.

Characteristic operating conditions for microstrip vertex detectors in LEP experiments will be: C_D in the 10 + 20 pF range and τ_w in the 1 + 5 μ s range. Other colliders operating at intervals between bunch crossings considerably shorter than LEP, for instance HERA and VEP-4 are expected to stimulate an upgrading in the design criteria employed so far in monolithic microstrip readout. The values of τ_w will be required to be reduced to about 100 ns in both cases, close to those presently employed in fixed-target experiments. Bearing in mind that in a collider experiment a discrete or hybrid front-end cannot be employed because of the limited available space and because of cabling problems, new technological approaches have to be explored. The processes employed for the monolithic readout intended for LEP experiments doesn't seem to be suitable for τ_w as short as 100 ns. Probably a design with large f_T bipolar processes has to be pursued and insight into the possibility opened-up by GaAs monolithic analog design has to be gained. Monolithic design of microstrip readout oriented to τ_w in the lower 100 ns range has to be considered a very important, though intermediate step.

As a next goal, microstrip readout will have to cope with the operating conditions of Large Hadron Colliders like UNK, SSC, LHC.

For these applications, values of τ_w as short as 10 ns are foreseen.

A fundamental starting point in the design of a readout system for microstrip vertex detectors is the choice of the front-end active device. Such a device determines, to the largest extent, the noise behaviour of the front-end electronics and as a consequence the inaccuracy in position sensing or the false hit probability.

The problem of choosing the front-end device can be stated as follows. For a given C_D , τ_p pair, a suitable front-end device is the one which yields an ENC below a certain limit. Such a limit can be set around 350 d rms electrons where d is the detector thickness in units of 100 μm for minimum ionizing particles perpendicular to the detector plane in the case of position sensing based on strip-by-strip readout. High accuracy interpolation methods of position sensing may require upper ENC limits of 300 + 500 rms electrons for a 200 μm thick detector. In order to present the criteria governing the choice of the input device in the different experiment conditions, ENC has been evaluated for several active components whose noise parameters have been determined through a thorough set of measurements. It will be assumed that the readout strips are connected to a charge sensitive preamplifier with a feedback capacitor C_f and that all the circuit elements that follow the input active device contribute to ENC to a negligible extent. Let C_i be the input capacitance of this active device, g_m its transconductance, $\omega_T = g_m/C_i$ its angular transition frequency, I_G its input current.

For reference purposes, it is supposed that the preamplifier is followed by a shaper whose weighting function has a piecewise quadratic time dependence with peaking time τ_H and FWHM τ_H . ENC can be expressed according to relationship:

$$\text{ENC} = \left\{ \frac{16}{3} \frac{kT}{\tau_H} \left[R_{\text{EXT}} C_D^2 + \frac{\Gamma}{\omega_T} \left(m^{1/2} + m^{-1/2} \right)^2 C_D^2 \right] + 3.6 H_f \left(m^{1/2} + m^{-1/2} \right)^2 C_D^2 + \frac{14}{15} \tau_H \left(qI_G + \frac{2kT}{R_p} \right) \right\}^{1/2} \quad (1)$$

In eq.(1) k is the Boltzmann's constant, T is the absolute temperature and q the electronic charge, $C_D^* = C_D + C_f$ and m is the mismatch factor, $m = C_D^*/C_i$. R_{EXT} is a resistor external to the preamplifier input active device and in series with its control electrode, like the base spreading resistance R_{BB} in a bipolar transistor. Γ is a characteristic coefficient of the white noise in the active

device output current, $\Gamma = 0.5$ for a bipolar transistor, $\Gamma = 0.7$ for a silicon field effect transistor. Γ may exceed 1 in short channel MOSFETs and in submicron GaAs MESFETs. In eq. (1) the first term accounts for the thermal noise in the resistor R_{EXT} , the second and the third term account for the ENC contributions arising from the two noise components in the active device output current of respectively white and 1/f spectral power density. H_f is related to the coefficient $A_{f,1}$ which describes the $A_{f,1}/f$ noise component in the active device output current by $H_f = A_{f,1} C_i / g_m^2$. The last two terms in eq. (1) account for the ENC contributions due to parallel noise sources, respectively shot noise in the input current of the active device and thermal noise in the bias resistors, represented by their parallel combination R_p .

In the case of a bipolar transistor, for which a minimum value of ENC can be attained by suitably adjusting its collector current, the minimized ENC, whose expression is

$$ENC_{min} = \left\{ \frac{16}{3} \frac{kT C_D^*}{\omega_T \tau_H} \left[1 + \omega_T C_D^* R_{BB'} + \left(1 + \frac{7}{20} \frac{\omega_T^2 \tau_H^2}{h_{FE}} \right)^{1/2} \right] \right\}^{1/2} \quad (2)$$

will be employed. In (2) the contribution due to 1/f noise has been neglected in view of the little importance this noise component has in microwave bipolar transistors, the type which is given the highest attention in this paper by virtue of the low $R_{BB'}$ and large ω_T values.

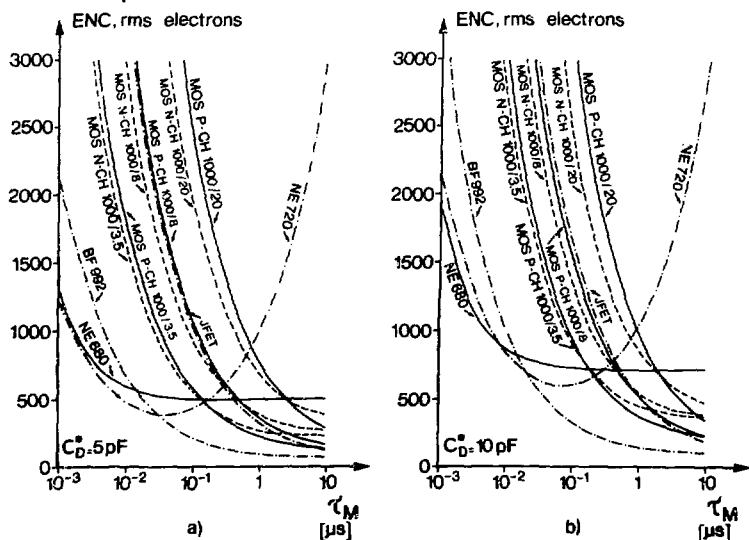
ENC evaluations are carried out for some discrete devices that are considered of great importance in the design of hybrid front-end electronics, like BF992 dual gate MOSFET, a microwave bipolar transistor and a GaAs MESFET as well as for components belonging to monolithic processes. Into the latter category fall P and N channel MOSFETs, parts of a CMOS process and a CMOS compatible P channel JFET.

The basic features and the fundamental noise characteristics of these devices are listed below.

- a) **BF992** - It is a dual gate MOSFET manufactured by Philips. At a 2 mA drain current, it has a 5 pF input capacitance and a 3 Grad/s ω_T . Despite its MOSFET nature, it features a relatively small 1/f noise, with a coefficient $H_f = 10^{-24}$ J.
- b) **MICROWAVE BIPOLAR TRANSISTOR** - The NE690 type, manufactured by NEC is assumed here as an example; it has at 1mA collector current a 13 Grad/s ω_T , a 10 Ω $R_{BB'}$ and $h_{FE} = 100$.

- c) GeAs MESFET - The ENC evaluation has been referred to the NE720 type, manufactured by NEC. At 10 mA I_D it has $C_i = 2$ pF and $\omega_T = 20$ Grad/s. It has a relatively large gate leakage current, whose worst case value has been found to be = 100 nA and a large 1/f noise; the measured value of H_f is about $2 \cdot 10^{-23}$ J.
- d) N-CHANNEL AND P-CHANNEL MOSFETs - They belong to a CMOS process with $3.5 \mu\text{m}$ channel and $\omega_T = 5 \cdot 10^8$ rad/s. The H_f parameter describing the 1/f noise is $5 \cdot 10^{-24}$ J for the P-channel MOSFETs and $1.5 \cdot 10^{-23}$ J for the N-channel MOSFETs. This process is employed in the readout chip developed for the ALEPH vertex detector.
- e) CMOS COMPATIBLE P-CHANNEL JFET - The second generation readout for ALEPH foresees a JFET input stage in the front-end preamplifier in order to reduce the contribution to ENC brought about by 1/f noise. The CMOS-compatible JFETs are P-channel with 10^8 rad/s ω_T and $H_f = 10^{-24}$ J.

The dependence of ENC on the peaking time τ_M of the reference weighting function is plotted in figures 1, a) through f) for the above listed components. The diagrams of fig. 1 enable the designer to identify, for a given C_D^* and a fixed τ_M region, the device which yields the lowest ENC.



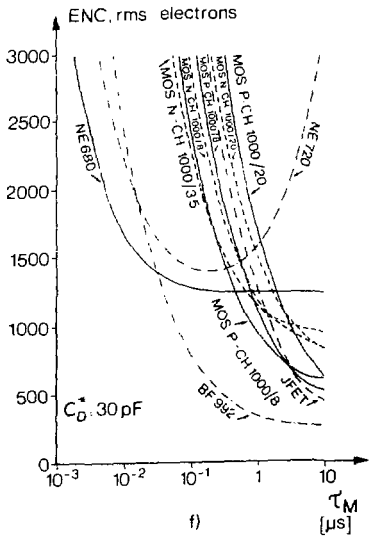
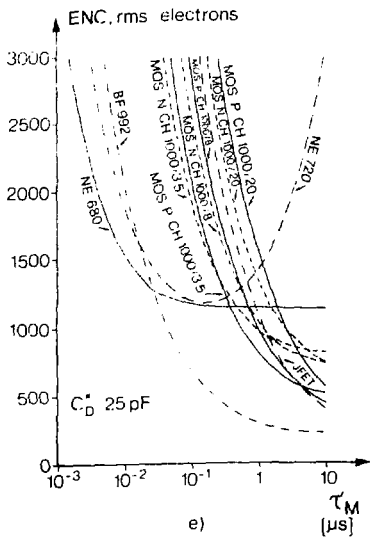
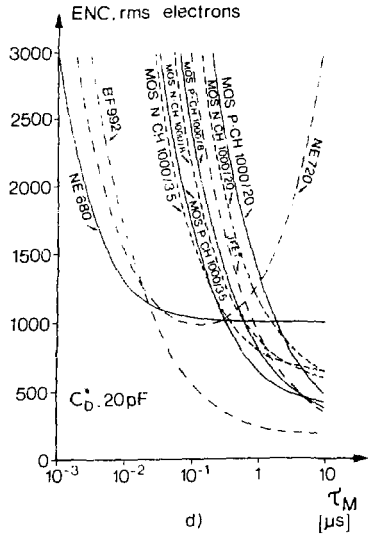
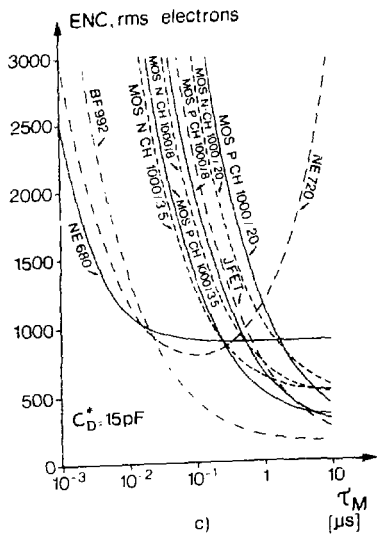


Fig. 1. ENC as a function of the peaking time τ_M of the reference weighting function for different values of the detector capacitance C_D^* .

As clarified by fig. 1, the GaAs MESFET and the microwave bipolar transistor represent the most suitable solution for τ_M in the 10 ns region. This is the magnitude of peaking times at which the readout electronics will be required to operate in experiments at large hadron colliders. A device like BF992, or equivalently a FET with ω_T above 1 Grad/s and a reasonably small 1/f noise may suit the τ_M values around 50 ns, that is, fixed target experiments and experiments with bunch crossing spaced a few hundreds of ns.

Present monolithic readout systems provide adequate noise performances at values of τ_M in the microsecond range. Among the monolithic realization of readout systems, those based upon JFET-CMOS compatibility may have a high perspective. Experimental results obtained from a monolithic preamplifier employing a JFET as input device and P and N channel MOSFETs elsewhere are shown in figure 2.

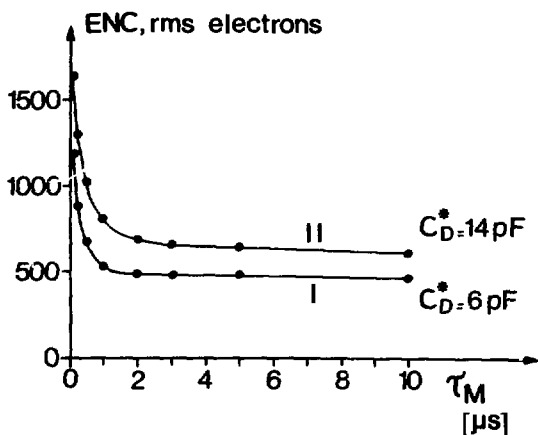


Fig. 2. ENC as a function of τ_M with C_D^* as a parameter for a monolithic preamplifier based upon JFET-CMOS combined technology.

As shown in fig. 2, the JFET-CMOS preamplifier provides adequately low ENC values at peaking times in the microsecond region.

The feasibility of microstrip readout with peaking times in the 10 ns region is demonstrated by fig. 3, which shows the results of ENC measurements carried out on two discrete preamplifiers, employing respectively a MESFET and a microwave bipolar transistor as input device.

The working point of the bipolar transistor has been adjusted for minimum ENC at every τ_M .

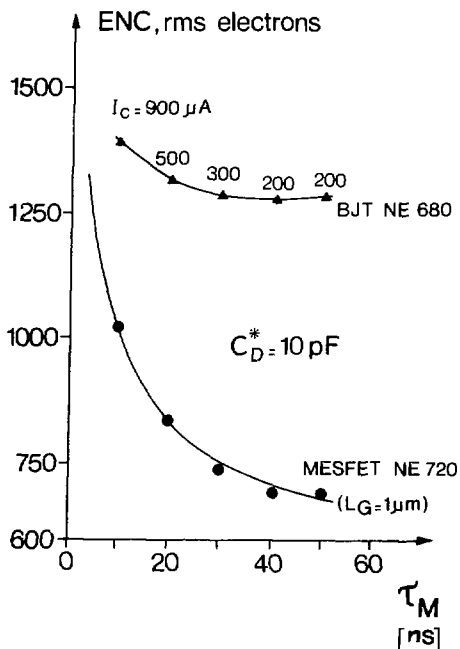


Fig. 3. ENC as a function of a τ_M with $C_D^* = 10$ pF for a NE720 MESFET working at 10 mA drain current and for a NE680 bipolar transistor with working point adjusted to minimum ENC.

The ENC behaviour of bipolar transistor and GaAs MESFET, as it emerges from the experimental results of figure 3 has a substantial agreement with the theoretical curves given, at the same C_D , in figure b). The numerical differences between experimental results and theoretical predictions have to be attributed to the fact that for the evaluations of figure 1, the worst case value of the gate current has been assumed for the MESFET, while the tested units exhibited a substantially smaller I_G . Conversely, the tested bipolar transistor proved to have a base spreading resistance R_{BB} larger than the average value assumed for the calculations ($R_{BB} = 10 \Omega$).

3 - CONCLUSIONS

The previous analysis aims at helping the designer to make the best choice of

the input active device in a readout system for microstrip vertex detectors. As suggested by the constraints occurring in collider experiments, emphasis is put on the monolithic design of readout electronics. The performances achievable nowadays with CMOS readout chips are investigated along with the perspective opened up by JFET-CMOS combined technology. Feasibility of JFET-CMOS preamplifiers is demonstrated. Complete VLSI readout chips employing this process are expected to appear soon. They will provide a first choice solution in the readout of microstrip detectors at processing times in the microsecond region. Microwave bipolar transistors and GaAs MESFETs provide adequate ENC values at processing times as short as 10 ns. As both devices lend themselves to monolithic integration, the design of a readout system for microstrip vertex detectors in experiments at large hadron colliders may find a satisfactory solution.

REFERENCES

1. V. Radeka - *Proceedings of a workshop held at Fermilab, Oct. 13-15, 1981.* T. Ferbel editor, 1981, p. 21.
2. V. Radeka - *Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Res.*, 226, 1984, p. 209.
3. E. Gatti, P.F. Manfredi - *Rivista Nuovo Cimento*, 9, 1 (1986).
4. G. Anzivino et Al. - *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A243* (1986), p. 153.
5. W. Buttler et Al. - *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A253* (1987), p. 439.
6. P.F. Manfredi, F. Ragusa - *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A235* (1985), p. 345.
7. E. Gatti, A. Hrisoho, P.F. Manfredi - *IEEE Trans. NS 30* (1983), p. 319.
8. J.P. Avondo et Al. - *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A241* (1985), p. 107.
9. W. Sansen - *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A253* (1987), p. 427.
10. H. Vogt - *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A253* (1987), p. 434.
11. G. Zimmer - *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. 226* (1984), p. 175.
12. D. Marioli et Al. - *Submitted to Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.*

ЭЛЕКТРОНИКА НОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ИЯФ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКАХ

В.М.Аульченко, С.Е.Бару, Г.А.Савинов

Институт ядерной физики СО АН СССР,
Новосибирск

В настоящее время в ИЯФ СО АН СССР идет изготовление трех больших детекторов КЕДР ^{1/1}, КИД-2 и СНД, предназначенных для экспериментов на встречных пучках. Электроника регистрации этих детекторов состоит из тысяч сложных аналоговых каналов и должна обладать развитым триггером, высокой перерабатывающей способностью (быстродействием) и давать минимум просчетов. Электроника должна быть также универсальной, надежной и удобной в эксплуатации. Для всех детекторов ИЯФ СО АН СССР с учетом этих требований разработана и производится унифицированная электроника регистрации. Ставка сделана на разработку простого и удобного спецконструктива с быстрой магистралью, в которую заложены коммутируемые первичного (ПТ) и вторичного (ВТ) триггера, параллельную обработку и отбор информации во всех крейтах и разравнивание ее перед вводом в ЭВМ, использование при измерении времени метода прямого счета, широкое применение специально разработанных микросхем ^{1/2}.

Непосредственно на детекторе размещены усилители-формирователи, усилители, экспандеры. Остальная электроника регистрации, обработки и отбора событий находится в пультовой. Информация поступает с детектора в виде импульсных сигналов, для которых необходимо измерить либо амплитуду, либо распределение во времени, либо то и другое. Для оцифровки временных интервалов использован метод прямого счета частоты 250 МГц с определением $1/2$ периода, что дает цену канала 2 нс. Для измерения величин (зарядов) сигналов используется преобразование $Q \rightarrow T$, что сводит эту задачу также к измерению времени.

Электроника регистрации размещена в специальных крейтах, в каждом из которых располагаются 20 плат - 4 служебных и 16 информационных. Информационные платы (ИП) предназначены для обработки амплитудной, временной, амплитудно-временной информации и информации "ДА-НЕТ". Информация в ИП подвергается оцифровке и считывается по магистрали спецкрейта. К служебным платам относятся: процессор вывода ПВ, множитель служебных сигналов РСС, интерфейсы первичного и вторичного триггера - ИПТ и ИВТ (рис.1). Магистраль спецкрейта с циклом

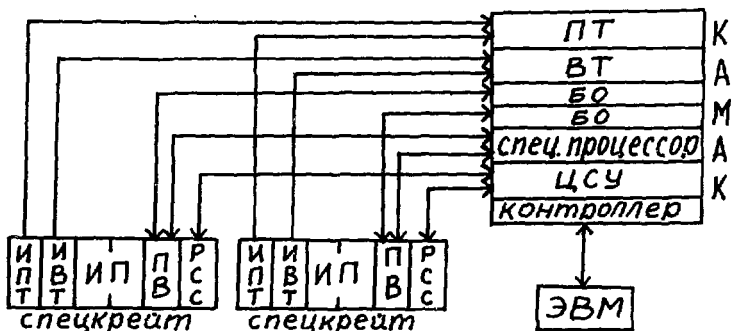


Рис.1. Блок-схема электроники регистрации.

100 нс построена по типу магистрали КАМАК, но оставлены только необходимые шины. Кроме того, добавлены шины для передачи информации из ИП в ИПТ и ИВТ и для разводки частоты 250 МГц. На одной ИП размещены 16 каналов измерения времени, или 16 амплитудных каналов с двойной шкалой для расширения диапазона, или электроника 6 проволочек дрейфовой камеры с измерением времени дрейфа и ионизационных потерь.

Каналы временных измерений работают в режиме самозапуска (общий "стоп"). Обработка события начинается по сигналу ПТ и происходит во всех крейтах одновременно. После выработки сигнала запуска система ПТ блокируется. На первом этапе все ПВ за 1,5 мкс переписывают данные для вторичного триггера из ИП в ИВТ. Одновременно в ИП начинается оцифровка амплитудной информации. При отрицательном решении ВТ производится быстрый сброс, при положительном - оцифровка продолжается и завершается за время ~ 80 мкс. После этого все ПВ начинают переписывать информации из ИП в свою память - разравниватель объемом на 2 события. После переписки происходит разблокировка ПТ. При считывании информации каждый ПВ осуществляет ее обработку по программе, записанной в его ОЗУ: запись по метке, поступающей вместе с данными из ИП; сравнение с "пьедесталом", записанным предварительно в ОЗУ, вычитание "пьедестала"; сравнение с нулем и т.д. Считывание информации в ОЗУ данных ПВ в среднем длится 40 мкс. Каждый ПВ спецкрейта подключен к магистрали КАМАК через интерфейс - блок обмена БО. Синхронизация работы спецкрейтов осуществляется центральной системой управления ЦСУ, представляющей собой группу блоков в стандарте КАМАК, через платы РСС спецкрейтов. Применение быстрых контроллеров КАМАК и КИЦ позволяет получить скорость ввода информации в ЭМ $\sim 5 \cdot 10^5$ слов/с. При объеме события 2+3 тыс. слов ввод займет ~ 5 мс (~ 200 соб/с.). При этом просчеты из-за мертвого времени составят $\sim 2\%$ (рис.2).

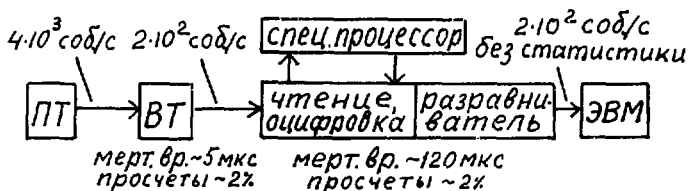


Рис.2. Функциональная схема триггера.

Отбор событий производится многоступенчатым триггером. ПТ состоит из центральной части, размещенной к крейте КМАК, и своих интерфейсов ИПТ в спецкрейтах. Каждое место для ИП имеет 4 выхода, соединенных по магистрали с ИПТ. ИПТ используется для "укрупнения" информации. Условия срабатывания ПТ могут изменяться по команде ЭВМ. Аналогично построен и ВТ. Время его работы, включая считывание данных, составит ~ 5 мкс. Каждая ИП может выдать в ИВТ 16 бит информации. Кроме ПТ и ВТ, для расширения возможностей отбора в ПВ имеется вывод через переднюю панель всей информации, записываемой в ОЗУ данных. Эта информация сопровождается кодом команды, что позволяет с помощью внешнего спецпроцессора организовать дополнительный отбор событий перед записью в ЭВМ, например, по суммарному энерговыделению. При отрицательном решении спецпроцессор сбрасывает соответствующие ОЗУ разравнивателя всех ПВ.

Основные факторы, обеспечивающие надежность описанной электроники: оцифровка информации и выработка данных для ПТ и ВТ — осуществляются внутри одной конструктивной единицы — информационной платы; разъемы входных кабелей являются частью кросса и остаются неподвижными при смене платы; питание и вентиляция централизованы. Спецкрейты размещаются в стойке — воздуховоде по 6 шт. Потребляемая спецкрейтом мощность может достигать 1 кВт.

В настоящее время идет изготовление и настройка описанной электроники. Работают четыре автономные системы, каждая из которых содержит 1 спецкрейт и полный набор служебных блоков и плат.

Литература

1. В.В.Анашин и др. Наст.сборник, с.58.
2. В.М.Аульченко, С.Е.Бару, Г.А.Савинов. Труды IV Всесоюзного семинара по АНИ. Серпухов, ИФВЭ, 1986, стр.34.

ОРГАНИЗАЦИЯ РАБОТЫ РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ АППАРАТУРЫ
В СТАНДАРТЕ ФАСТБАС НА ЛИНИИ С ЭВМ
А.Н.Парфенов, В.А.Смирнов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

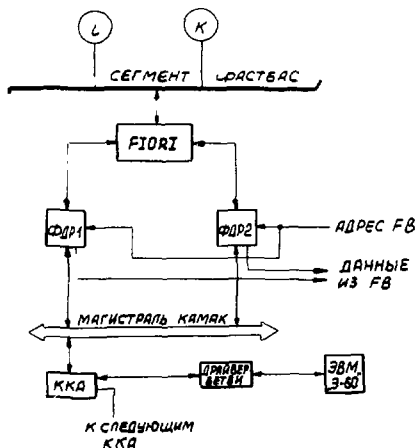
1. Введение

В связи с все большим усложнением спектрометров физики высоких энергий и релятивистской ядерной физики, увеличением количества информации, которая должна быть зарегистрирована, усложнением алгоритмов отбора событий был разработан и в последнее время находит все более широкое применение стандарт ФАСТБАС^{1/1}.

В этом стандарте по способу участия в процессах управления магистралью и обмена данными модули делятся на активные, которые управляют процессом обмена, и пассивные, которые работают под управлением со стороны других модулей. Простейшим управляющим модулем является входной-выходной регистр FIORI^{2/2}. Этот модуль позволяет осуществлять обмен данными с магистралью ФАСТБАС (FB), если на его входы с передней панели модуля будут поступать управляющие последовательности кодов, например через модули, связанные с магистралью КАМАК.

2. Общее описание обмена данными

Обмен между сегментом магистрали ФАСТБАС и магистралью КАМАК осуществляется с помощью четырех сопряженных пар регистров, четыре из которых находятся в модуле FIORI и четыре в двух модулях КАМАК (ФДР-454). В модуле FIORI два входных и два выходных 16-разрядных регистра соответственно. В каждом из двух модулей ФДР по одному входному и одному выходному регистру. Между каждой парой, состоящей из входного и выходного регистров кроме 16 линий данных присутствуют две линии, по которым осуществляется синхронизация передачи данных между регистрами. В реализованной в настоящее время схеме связи магистралей КАМАК и ФАСТБАС, которая приведена на рис. 1, элементом управления процессом обмена является микроЭВМ "Электроника-60". Она связана с магистралью крейта КАМАК, в котором расположены модули ФДР, через драйвер ветви КАМАК^{3/3}, тип ИВМ-68I, и контроллер крейта типа А. Задание определенных для FIORI последовательностей управляющих кодов позволяет программе ЭВМ осуществлять обмен информацией с модулями ФАСТБАС, которые расположены на сегменте, образованном крейтом ФАСТБАС



производства фирмы DR. STRUCK (ФРГ)^{1/2}. Из-за громоздкости средств связи, что обусловлено использованием нескольких последовательно связанных регистров, а также из-за необходимости использования программных методов синхронизации обмена данными скорость обмена данными между магистралями ФАСТБАС и ЭВМ невелика и составляет 40Кбайт/с.

Рис.1. Схема связи магистралей ФАСТБАС и КАМАК.

3. Описание двухпортового дуплексного регистра в стандарте КАМАК, тип ФДР-454

Для организации связи магистралей FВ и КАМАК был создан соответствующий модуль в стандарте КАМАК, тип ФДР-454. На рис.2

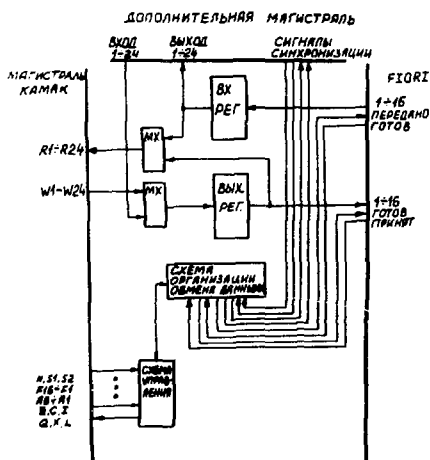


Рис.2. Структурная схема модуля ФДР-454.

приведена структурная схема этого модуля. Его основу составляют два 24-разрядных регистра, один для входных, а второй для выходных данных. Для связи с FIOR1 используются только 16 разрядов. Дополнительно к связи с FIOR1 модуль ФДР обеспечивает запись во входной регистр еще с одной магистралей, к которой модуль подсоединяется через разъем на передней панели. Соответственно, существует возможность вывода данных на дополнительную магистраль. Синхронизация

ввода-вывода по двум портам (FIORI и дополнительной магистрали) осуществляется на приоритетной основе. FIORI имеет более высокий приоритет. Каждый порт имеет два сигнала синхронизации обмена данными. Это сигналы готовности к передаче и сопровождения данных. Запись и чтение данных в регистры ФДР со стороны магистрали КАМАК осуществляется согласно стандарту КАМАК. При поступлении сигналов готовности информации блок выставляет на магистрали КАМАК сигнал LAM. По порту связи с FIORI идет обмен сигналами с уровнями TTL, а по порту связи с дополнительной магистралью уровнями ЭСЛ.

4. Заключение

Опыт использования модуля FIORI совместно с модулями ФДР-454 показывает, что FIORI наиболее простым способом и с наименьшими затратами позволяет начать работы с аппаратурой ФАСТБАС. При этом возможно тестировать модули ФАСТБАС и организовать регистрацию данных в сравнительно небольших системах. В то же время следует понимать, что такое решение задачи обмена данными в сегменте ФАСТБАС не является оптимальным с точки зрения быстродействия системы. Так, при обычном использовании этих модулей для выполнения одной операции чтения или записи данных магистрали сегмента FB требуется выполнение нескольких операций КАМАК. Поэтому высокое быстродействие магистрали FB ограничивается быстродействием аппаратуры связи с ЭВМ. Повышение быстродействия достигается использованием более сложных интерфейсных схем, организующих протокол обмена данными по магистрали FB аппаратным путем с использованием быстрых схем ЗУ и сравнительно мощных микропроцессоров (например, MC 68000).

Вместе с тем сопряжение FIORI - ФДР может быть эффективно использовано в таких системах, в которых время обмена данными между ЭВМ и магистралью FB существенно меньше времени обработки информации в модулях FB, например в триггерных системах 2-го уровня.

ЛИТЕРАТУРА

1. IEEE Standard FASTBUS Modular High-Speed Data Acquisition and Control System, ANSI/IEEE. Std 960-1986, 1985.
2. FASTBUS PRODUCTS, DR. B. STRUCK.
Hamburg, Germany, August 1986, pp 38-39.
3. Смирнов В.А., Хоанг Као Зунг. ОИЯИ, IO-8I-528, Дубна, 1981.

РАЗРАБОТКА МОДУЛЕЙ В СТАНДАРТЕ ФАСТБАС ДЛЯ
РЕГИСТРАЦИИ АНАЛОГОВОЙ ИНФОРМАЦИИ С МНОГО-
КАНАЛЬНЫХ КООРДИНАТНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

М. Вейс, В.С. Королев, А.Н. Парфенов
А.В. Пилляр, Е. Хмелевски

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Современные эксперименты физики высоких энергий характеризуются увеличением числа детекторов, сопровождающимся усложнением регистрирующей аппаратуры. Необходимость приема информации с большого числа каналов и предварительный анализ быстрых процессов требуют применения более быстродействующих микросхем и увеличения размеров печатной платы. Все возрастающие объемы данных и скорости их передачи, а также необходимость часто вносить изменения в условия эксперимента решаются с помощью систем, работающих на линии с ЭВМ в реальном масштабе времени. Современные эксперименты физики высоких энергий ставят настолько сложные задачи, что аппаратуры в стандарте КАМАК, разработанном в начале 70-х годов, оказывается недостаточно ввиду ограниченных возможностей адресации, малой скорости передачи данных и небольшой полезной площади на плате модуля. И хотя, несмотря на эти недостатки, КАМАК будет применяться еще некоторое время, его постепенно вытесняют другие стандарты ядерной электроники. Наиболее совершенным из них является стандарт ФАСТБАС¹, разработка которого была закончена в 1982 году изданием документа. ФАСТБАС является модульной многокрейтной системой сбора и обработки данных, обеспечивающей возможность работы со многими источниками управления. Быстродействие магистрали ФАСТБАС на порядок превышает быстродействие магистрали КАМАК, а 32-разрядные мультиплекслируемые шины адреса данных позволяют работать с современными 32-разрядными процессорами и иметь практически неограниченное адресное поле. Одинаковая организация работы аппаратуры как на уровне крейта, так и в межкрейтных соединениях, позволяет упростить математическое обеспечение и достичь большей гибкости при создании систем сбора и обработки данных. Кроме того, большие размеры печатной платы (366 x 400 мм²) позволяют в одном модуле разместить большее число измерительных каналов. Всё это способствует успешному внедрению этого стандарта в современный физический эксперимент.

Для создаваемых спектрометров физики высоких энергий и релятивистской ядерной физики в ЛВЭ ОИЯИ начата разработка аппаратуры для регистрации аналоговой информации в стандарте ФАСТЕАС. Для амплитудных измерений быстротекущих процессов разработаны аналогоцифровые преобразователи (Ф 6581 и Ф 6582). Модули выполнены на основе микросхемы АЦП И107ЛВЗ параллельного типа, имеющей максимальную частоту преобразования 100 МГц^{2/}. От известных разработок данные модули отличаются либо лучшим разрешением^{3,4/}, либо большим числом каналов^{3/}, либо более высоким быстродействием^{5,6/}.

16-канальный АЦП (Ф 6581) содержит 16 идентичных 8-разрядных каналов с общим сигналом "СТРОБ". Блок-схема модуля приведена на рис. 1. Ввиду большой емкости каскадируемых микросхем АЦП (около 120 пФ) для согласования их по входу применены буферные усилители, выполненные по известной схеме^{7/}. Диапазон измеряемых сигналов ± 2 В. Преобразование

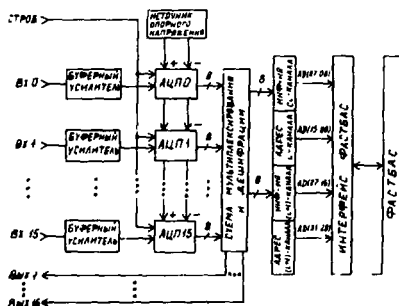


Рис. 1. Блок-схема 16-канального аналогоцифрового преобразователя (Ф 6581).

аналоговой величины в цифровой код линейное. Все каналы АЦП работают от общего источника опорного напряжения. В модуле имеется выходной регистр, позволяющий определить номера сработавших каналов. Полученные таким образом сигналы могут быть использованы для считывания только значащей информации. Считывание информации с АЦП по магистрали ФАСТЕАС производится через схему мультиплексирования. При этом на шины АД выводятся амплитуды сигналов \dots каналов АЦП и номера этих каналов.

8-канальный АЦП (Ф 6582) содержит 8 идентичных 8-разрядных каналов АЦП с памятью глубиной 256 x 8-разрядных слов и интерфейс ФАСТЕАС. Модуль преобразует входные аналоговые сигналы в цифровой код по общему для всех каналов сигналу "СТРОБ" с максимальной частотой 100 МГц. Блок-схема АЦП приведена на рис. 2. На входе каждого канала применены буферные усилители, аналогичные АЦП - Ф 6581. Для промежуточного хранения кодов с АЦП используются 8-разрядные регистры. В разработке применена схема памяти с временем выборки не более 10 нс, адресация к ячейкам памяти производится в кодах Грея^{8/}. Выводы памяти объединены по ИЛИ и передаются на АД-шины магистрали ФАСТЕАС.

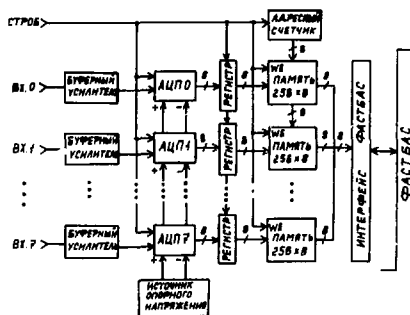


Рис. 2. Блок-схема 8-канального аналогоцифрового преобразователя с памятью (F 6582).

регистр логического адреса блока (CSR 3) и регистры данных и поля CSR. Возможна вторичная адресация, а также одиночная и блочная передача данных.

Поскольку в настоящее время крейтов ФАСТБАС недостаточно, то для экономии места в них было решено разместить в механике КАМАК ту измерительную часть, в которой происходит преобразование аналоговых величин во временные интервалы, а в модуле ФАСТБАС оставить измерение этих интервалов методом прямого заполнения импульсами от тактового генератора. При этом многоканальные системы измерения аналоговых величин принимают следующий вид: в крейтах КАМАК можно разместить преобразователи амплитуда-время, заряд-время, время-время (в зависимости от решаемой задачи), а в крейтах ФАСТБАС — преобразователи время-цифра.

С учетом вышесказанного были разработаны 16-канальный временной экспандер в стандарте КАМАК и 16-канальный измеритель временных интервалов в стандарте ФАСТБАС (F 6580).

Временной экспандер предназначен для времяпролетных измерений и выполнен по традиционной схеме заряда-разряда конденсатора. Он может работать как в режиме с общим сигналом "СТАРТ", так и с общим сигналом "СТОП". Коэффициент временной "растяжки" равен 20. Так же, как и в 16-канальном АЦП (F 6581), в экспандере имеется выходной регистр, который может быть использован для считывания ненулевой информации.

Амплитуды сигналов с АЦП выводятся на магистраль ФАСТБАС по шинам АД (8 : 0), при этом на шины АД (15 : 9) выводится адрес ячейки памяти, на шины АД (19 : 16) — номер канала АЦП, а на шины АД (31 : 20) — логический адрес блока.

Диапазон измеряемых аналоговых сигналов ± 2 В. Интерфейс ФАСТБАС имеет географическую, логическую и широковещательную адресацию. Имеется регистр идентификатора номера блока (CSR 0 : F 6582),

16-канальный измеритель временных интервалов (F 6580) (рис. 3) работает по принципу заполнения измеряемых временных интервалов тактовыми импульсами с последующим подсчетом этих импульсов. В нем используются 16-разрядные счетчики, рассчитанные на частоту до 350 МГц. В модуле ФАСТЕАС однократной ширины размещено 16 таких

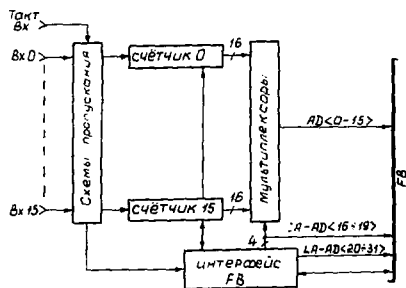


Рис. 3. Блок-схема 16-канального время-цифрового преобразователя (F 6580).

счетчиков. Через выходные мультиплексоры состояние счетчиков по очереди может быть выведено на шины АД (15 : 0), при этом на шины АД (19 : 16) выводится номер счетчика, а на шин АД (31 : 20) логический адрес модуля.

Наряду с логической адресацией может быть использована географическая и широкосветачная. Возможна как произвольная адресация к измерительным каналам, так и блочная передача информации.

В настоящее время ведется разработка модулей: индикатора магистрали ФАСТЕАС, буферной памяти емкостью 128Кбайт и входного регистра. Индикатор магистрали ФАСТЕАС (F 6584) предназначен для пошагового контроля состояний магистрали ФАСТЕАС (рис. 4). В модуле предусмотрено два основных режима работы⁷⁹:

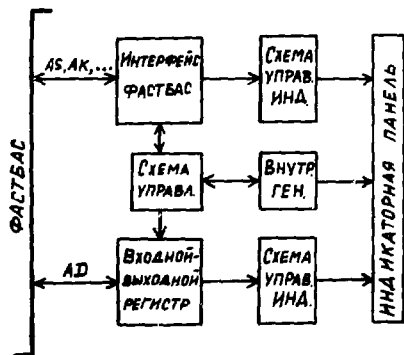


Рис. 4. Блок-схема индикатора магистрали ФАСТЕАС (F 6584).

- режим слежения за состоянием шин магистрали с выработкой сигнала "WAIT" на постоянный промежуток времени (около 1 с);
- режим записи в регистр индикатора в соответствии с протоколом ФАСТЕАС.

Буферная память (F 6583) является двухпортовым запоминающим устройством емкостью 32 К x 32-разрядных слов (128Кбайт) с возможностью

обращения как по магистрали, так и через разъем на передней панели модуля.

В заключение следует подчеркнуть, что внедряемый в практику физического эксперимента ЛВЭ новый международный стандарт модульной аппаратуры FASTBUS ставит перед разработчиками электронной аппаратуры ряд сложных технических и технологических задач и способствует повышению уровня проводимых исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. IEEE Standard FASTBUS Modular High-Speed Data Acquisition and Control System, ANSI/IEEE Std 960 - 1986, 1985.
2. Басин В.М., Кучинская И.Д., Марцинявичюс А. - И.К.Электронная промышленность, 1985, вып. 7(145), с. 32-34.
3. Walter P., Mildner G. IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1985, vol. NS-32, No 1, p. 626.
4. Bernstein D. et al. IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1986, vol. NS-33, No 1, p. 86.
5. Попов С.А., ОИЯИ Р10-86-398, Дубна, 1986.
6. LeCroy, Innovators in High-Speed Instrumentations, NY 10977, USA, 1985.
7. Stuart R. Michaels. EDN, 1981, Sept. 30, p. 112.
8. Bourgeois F. Nucl. Instr. and Meth., 1984, vol. 219, p. 153.
9. FASTBUS Products. Dr. B. Struck, Hamburg, W. Germany, 1986, p. 19.

**ЗАРЯДОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ
(НЕКОТОРЫЕ ОБОБЩЕНИЯ)**

Р.Н.Краснокутский, Н.Н.Федякин, Р.С.Шувалов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Мы возвращаемся к старой задаче о расчете шумовых характеристик ЗЧУ по следующим причинам:

1. В настоящее время в физике высоких энергий остро возросла необходимость в использовании ЗЧУ (10^3 - 10^4 канал/эксперимент). Это привело к тому, что разработкой и эксплуатацией малопомнящих усилителей стали заниматься физики, ранее очень далекие от этой области.

Поэтому ниже приводятся формулы, полученные простым методом суперпозиции, и мы надеемся, что они будут полезны "новичкам".

2. В литературе обычно рассматривается детектор с емкостным импедансом. Однако для согласования по шумам часто используется трансформатор, так что необходимо обобщить уже известные формулы на произвольные импедансы.

3. В [1-3] предложено использовать ЗЧУ с токовым выходом, чтобы получить короткие сигналы. В [1] показано, что спектральная плотность шума (СПШ) в этом случае растет с частотой. Ниже показано, что при некоторой частоте СПШ выходит на плато и эта частота тем меньше, чем больше емкость детектора C_d .

4. Обычно при вычислении ЕНС принимается, что сигнал есть δ -функция, что далеко не всегда справедливо для таких детекторов, как La_r , $NaI(Tl)$, $CsI(Tl)$, BGO . Ниже приводится простая формула, учитывающая конечную длительность сигнала детектора.

Для анализа мы выбрали схему рис.1а, как обобщающую некоторые из известных схем. Если измеряем ток в Z_3 , то приходим к схеме [1], если измерить ток на выходе А, то - к [3], а если напряжение на Z_3 , то - к [4].

Спектральные плотности шумов есть

$$i_{n2}^2 = 2kTReY_{12}, \quad i_{n4}^2 = 2kTg_m,$$

где g_m - крутизна транзистора.

Эти источники шума по теореме Кампбелла можно представить как поток

δ -функций с интенсивностями

$$n_{1,2} = 2kT \cdot q^{-2} ReY_{12}, \quad n_{сн} = 2kT q^{-2} g_m.$$

Площадь каждой δ -функции равна заряду электрона q .

Вклад шумового источника i_1 находится из анализа схемы Iб, обратной связи - из I г, теплового шума канала - из Iе. Схема Iв получается из Iб в результате исключения тока I_1 и удобна для вычисления входного импеданса; схема Iд эквивалентна Iг и имеет тот же вид, что и Iб, так что можно Iг не анализировать. Появление дополнительного источника шума I_3 на рис. Iе объясняется влиянием шума канала через цепь обратной связи на затвор (более подробно см. /5/). Опуская промежуточные вычисления приведем передаточные характеристики по току и напряжению.

$$G_1(p) = -Z_{in} A \cdot g_m, \quad H_1(p) = J^{-1} Z_{in} Z_2 (Z_2^{-1} - A g_m)$$

$$G_2(p) = \frac{Z_0 + Z_1 (Z_2 + Z_3) A g_m}{Z_0 + Z_1 Z_3 A g_m}, \quad H_2(p) = -J^{-1} Z_{in} A \cdot Z_2 (Z_1^{-1} + A g_m)$$

$$G_3(p) = A \left(1 - \frac{g_m Z_1 Z_3}{Z_0 + g_m A \cdot Z_1 Z_3} \right), \quad H_3(p) = A J^{-1} Z_{in} (1 + Z_2 Z_1^{-1})$$

где $J = \frac{Z_2 + Z_3}{Z_3}$, $Z_0 = Z_1 + Z_2 + Z_3$ и $I = -g_m \cdot U_1$.

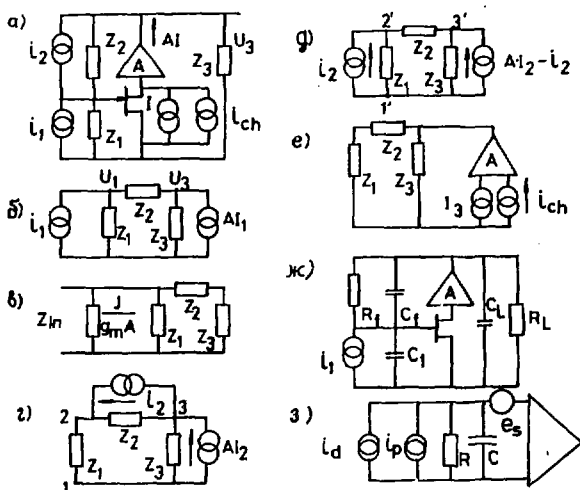


Рис. I

Если необходимо анализировать "обычную" схему рис. Iж, то, учитывая, что $R_L \approx 10^6 \text{ Ом}$, $g_m^{-1} \approx 100 \text{ Ом}$, $(J R_L)^{-1} \ll A \cdot g_m \cdot J^{-1}$ и потребовав соблюдения условия $R_1 C_1 = R_L C_L$, получим известное соотношение для входного сопротивления усилителя с холодным ре-

зистором $R_{in} = C_2 (C_3 A g_m)^{-1}$. Перепишывая $G_1(p)$,
 $G_1(p) = -Z_{in} \cdot g_m \cdot A = A \cdot g_m [C_{in}(p+d_{in})]^{-1} = J \cdot d_{in} \cdot (p+d_{in})^{-1}$, $d_{in} = (R_{in} C_{in})^{-1}$,
 видим, что J фактически определяет коэффициент усиления по току. Спектральные плотности шумов приведены на рис.2. Положение особых точек определяется выражением

$$\lambda = A \cdot g_m \cdot C_{in}^{-1}, \omega_1 = \frac{1}{R_2 C_2}, \omega_1 = \frac{C_2}{C_{in}} \omega_{zpc}, \omega_{zpc} = \frac{1}{R_2 \parallel R_1} \cdot \frac{1}{C_2 + C_3},$$

за единицу на рис.2 по оси ординат выбрана величина $2kTg_m A^2 = 1$, принято также $C_{in} = 100$ пФ, $g_m = 20$ мА/В, $R_2 = 50$ М, $C_2 = 1$ пФ.

Приведенные выше формулы позволяют вычислить ЕНС для любого фильтра, следующего за схемой рис.1а. В частности ^{15/}, для оптимального фильтра и сигнала экспоненциальной формы $s(t) = E \exp(-\varepsilon \cdot t)$

$$\begin{aligned} ENC_{opt}^2 &= 4kT C_2 g_m^{-1} \left(1 + \frac{\omega_c}{\varepsilon}\right) g_m^{1/2} R_2^{-1/2} = \\ &= 4kT \frac{C_2}{\sqrt{g_m R_2}} \cdot \left(1 + \frac{\omega_c}{\varepsilon}\right). \end{aligned}$$

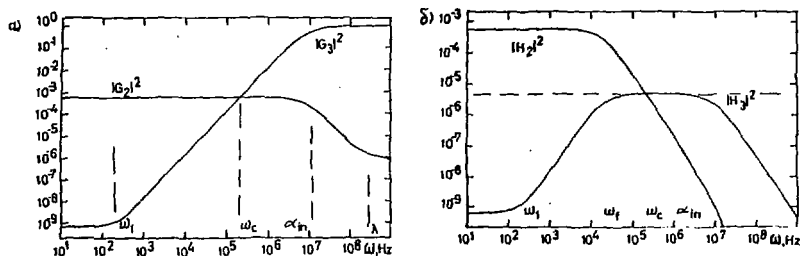


Рис.2

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. J.K.Millard et al. IEEE Trans.Nucl.Sci. 1972 NS-19, 388.
2. E.Gatti, P.F.Manfredi. IEEE Trans. Nucl. Sci. 1978, NS-25,N1,p.66.
3. J.P.Avondo et al. NIM, 1985 (A 241), 107.
4. V.Radeka, IEEE Trans. Nucl. Sci. 1974, NS-21, 51.
5. Р.Н.Краснокутский и др. Препринт ИФВЭ 86-37, Серпухов,1986.

СТРОБИРУЕМЫЙ ИНТЕГРАТОР

Р.Н.Краснокутский, Л.Л.Курчанинов, В.В.Тихонов, Н.Н.Федякин,
Р.С.Шувалов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

В литературе неоднократно анализировались шумовые характеристики стробируемого интегратора [1-6], но, по нашему мнению, эти работы имеют следующие недостатки:

1. Не рассматривался вопрос об оптимальном расположении строб-импульса и сигнала.

2. Анализ проводили во временной области, используя теорему Кэмпбелла. При этом ответ получается в виде суммы интегралов типа свертки, т.е. очень не наглядный. Численных расчетов с учетом п.1 не проводилось, поэтому из правильных, вообще говоря, формул был сделан неправильный вывод: время-инвариантные фильтры не имеют особых преимуществ перед время-инвариантными.

Мы провели шумовой анализ схемы рис.1. Если шума нет, то напряжение на конденсаторе есть $U_s = \frac{1}{C} \int_0^t i(t) dt$.

Для вычисления дисперсии шума используем теорему [7]:

1. Дисперсия нестационарного шума $U_n(t)$ в момент времени t такая же, как и для стационарного шума после прохождения через время-инвариантный фильтр с передаточной характеристикой

$$|H(\omega)| = (2\omega T)^{-1} \cdot |\sin \omega T|, \quad T = t_2 - t_1.$$

2. Минимум ЕМС достигается при выполнении условия $i(t_1) = i(t_2) = i_{ch}$. Анализ проводился для фильтров с передаточными характеристиками

$$K_1(j\omega) = \frac{1}{(1+j\omega\tau)^n} \cdot \frac{j\omega\tau}{1+j\omega\tau}, \quad n = 0; 1; 2; 5,$$

где τ - постоянная времени фильтра.

Дисперсии параллельного и последовательного шумов есть

$$D_P = \frac{1}{C^2} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{i_P^2} \cdot \frac{R_P^2 g_m^2}{1 + \omega^2 R_P^2 C^2} \cdot |K_1(\omega)|^2 \cdot |H(\omega)|^2 d\omega,$$

$$D_S = \frac{1}{C^2} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \overline{i_S^2} \cdot |K_1(\omega)|^2 \cdot |H(\omega)|^2 d\omega, \quad \text{где}$$

$$\overline{i_P^2} = 2\kappa T R_P^{-1}; \quad \overline{i_S^2} = 2\kappa T g_m.$$

Результаты вычислений приводят к следующим выводам:

1. Строблируемый интегратор позволяет получить меньшее значение ENC по сравнению с пиковым детектором (предполагается, что длительности сигналов фильтра K_I и параметры предусилителя и детектора одинаковы).

2. Время формирования фильтра K_I можно уменьшить в 5 раз по сравнению с пиковым детектором без увеличения ENC .

3. Если время формирования задано, то существует оптимальная длительность строб-импульса, при которой ENC минимален.

4. Выполняется скайлинговое соотношение

$$ENC_{min} \sim \sqrt{Ca} \cdot \sqrt[4]{R_s/R_p},$$

поэтому если тип фильтра задан, то вычисления можно сильно упростить.

5. Результаты расчета согласуются с экспериментом с точностью 5%.

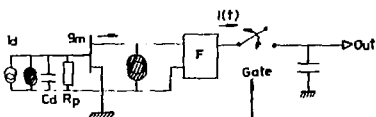


Рис.1. Эквивалентная схема для вычислений.

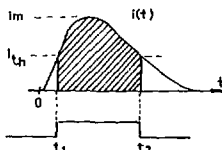


Рис.2. Стносительное положение сигнала и строб-импульса.

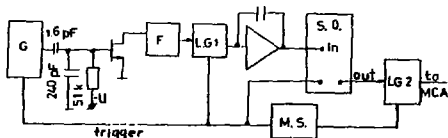


Рис.3. Схема измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Conrad *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-15, 268 (1968).
2. V. Radeka, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-15, 455 (1968).
3. F. S. Goulding, *NIM*, 100 (1972) 493.
4. F. S. Goulding and D. A. Landis, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-29, 1125, (1982).
5. E. Gatti and P. P. Manfredi, *NIM* 226, (1984), 142.
6. E. Gatti and P. P. Manfredi, *La Rivista del Nuovo Cimento*, 1986, v.9, ser.3, n°1. Bologna.
7. Р.Н.Краснокутский и др. Препринт ИФВЭ 87-103, Серпухов, 1987.

КООРДИНАТНЫЙ ГАЗОРАЗРЯДНЫЙ ДЕТЕКТОР С БЕСФИЛЬМОВЫМ СЪЕМОМ ОПТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ПОИСКУ $n\bar{n}$ -ОСЦИЛЛЯЦИЙ НА МЕЗОННОЙ ФАБРИКЕ ИЛИ АН СССР

В.А.Гладншев, О.Н.Гончаренко, В.В.Зильберг, Е.А.Монич, Ю.В.Мусиенко,
А.Л.Проскураков, Т.Л.Филиппова

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

В Институте ядерных исследований АН СССР ведется подготовка эксперимента по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций $^{1/1-3/}$. Схема эксперимента изображена на рис.1. Поток холодных нейтронов из жидкодейтериевого замедлителя (1) импульсного источника нейтронов $^{6/}$ распространяется в вакуумированном нейтронводе (2-3), экранированном от магнитного поля Земли. Феноменологически существование переходов нейтрон - антинейтрон означает, что состояния нейтрона $|n\rangle$ и антинейтрона $|\bar{n}\rangle$ не являются стационарными, а стационарны их суперпозиции. Тогда в вакууме и при отсутствии магнитного поля вероятность P найти антинейтрон в момент времени t в пучке нейтронов, образованных в момент времени $t=0$, $P \sim \frac{t}{T}$ (T - период осцилляций). Возникающие антинейтроны поглощаются в мишени-конверторе (4) площади S , установленной в нейтронводе на расстоянии L от источника нейтронов. Попадание антинейтрона в конвертор регистрируется по акту аннигиляции антинейтрона с нуклоном ядра.

При выбранной геометрии экспериментальной установки ($S=20 \text{ м}^2$, $L=100 \text{ м}$, эффективность регистрации 0,5) и проектных характеристиках источника нейтронов ожидается скорость счета событий $5 \cdot 10^{-8} \text{ с}^{-1}$, если период осцилляций $T=5 \cdot 10^9 \text{ с}$.

Аннигиляция медленного антинейтрона в конверторе является многопиконным событием ($\bar{n}_\pi \approx 4$ $^{/7,8/}$) с нулевым суммарным импульсом продуктов реакции (пионы и фрагменты ядра) и энерговывделением $\sim 2 \text{ ГэВ}$. Суммарный импульс и энерговывделение не могут быть достаточно жесткими критериями идентификации из-за неполной регистрации продуктов реакции. Основным критерием будет являться совпадение координат вершины события с координатами конвертора. Телесный угол регистрации будет составлять $(0,8 + 0,9) \cdot 4\pi \text{ ср}$, порог регистрации для π^{\pm} 15 МэВ, для протонов 20 МэВ; регистрация нейтронов и более тяжелых фрагментов ядра не предусматривается.

В качестве основного варианта детектора рассматривается газоразрядный координатный многослойный цилиндрический детектор, работающий в ограниченном стримерном режиме ^{/9/}, с оптическим выводом информации. Детектор (6) должен состоять из 7 секций. Размеры каждой секции: $l=6$ м, $\varnothing_{\text{внутр.}} = 2$ м, $\varnothing_{\text{нар.}} = 3,5$ м. Газоразрядными промежутками (рис.2а) служат зазоры между стальными коаксиальными трубами (1), в которых натянуты проволочные аноды (2) параллельно образующей цилиндра. При моделировании рассматривалась конструкция с зазором 10 мм, толщиной стенок 5 мм. Она включала 40+45 газоразрядных промежутков и имела толщину 165 г·см⁻². В работах ^{/3,10/} приведены некоторые результаты расчетной оптимизации детектора. Рассматривается также конструкция с уменьшенным до 15 - 20 числом газоразрядных промежутков, прослоенных спцинтилляционными детекторами. Некоторые вопросы, связанные с созданием таких спцинтилляционных детекторов, рассмотрены в работе ^{/4/}.

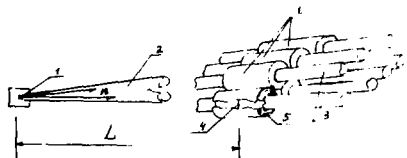


Рис.1

Для вывода информации из газоразрядных промежутков на поверхности труб наложены сетки (рис.2б) из полимерных оптоволоконных конверторов ^{/4/}. Волокна образуют правую и левую однооборотные винтовые сетки (3). Концы волокон выводятся из зазоров через торцы секции и komponуются в упорядоченные матрицы. Возникающий в газоразрядном промежутке стример засвечивает сетки. Под действием света от стримера волокна флуоресцируют, часть света флуоресценции захватывается в моды полного внутреннего отражения и транспортируется по волокнам к их торцам. Анализ распределения света в соседних волокнах позволяет определять координаты стримера с точностью более высокой, чем размер ячейки. Оценки на основе работ ^{/4,11/} дают точность ~ 1 мм при размере ячейки 30 мм.

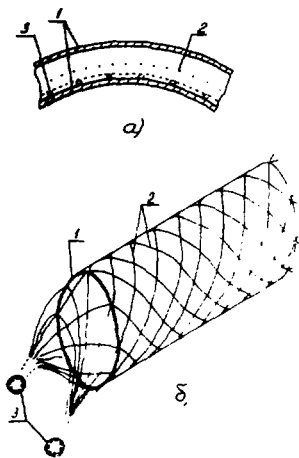


Рис.2

Съем оптической информации с оптоволоконных матриц будет осуществляться с помощью системы телеввода на основе матричного ПЭС с быстрым оптическим ключом на базе ЗОП ^{/5/}. Изображение матрицы оп-

тических волокон формируется на входном окне первого ЭОП (коэффициент усиления ЭОП по свету 10^4 , время послесвечения экрана 1 мкс). ЭОП работает в импульсном режиме, позволяющем прерывать усиление света по сигналу управления на время прихода в детектор мгновенных быстрых нейтронов и γ -лучей, возникающих при сбросе протонного пучка на мишень источника нейтронов. Второй ЭОП, работающий в импульсном режиме последовательно с первым ЭОП, служит для отбора событий по триггеру. Время включения этого ЭОП ~ 20 нс. Выходной экран второго ЭОП просматривается матричным ПЭС. Полезной считается информация только с тех ячеек ПЭС, в которых зарядовый пакет превышает установленный порог. В этом случае в буферную память записываются номер ячейки и амплитуда сигнала, оцифрованная в реальном времени.

Временные характеристики системы определяются параметрами ЭОП и временем сканирования ПЭС-матрицы. Режим работы матрицы таков, что возможно накопление света во время вывода ранее записанной информации (10 мс). Это позволяет эффективно уменьшить "мертвое" время системы.

В заключение авторы выражают благодарность В.А.Кузьмину, В.М.Лобашеву, И.В.Секачеву, Б.Е.Штерну за постоянный интерес и помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузьмин В.А. Письма в ЖЭТФ, 1970, т.13, с.5.
Кузьмин В.А. Изв. АН СССР, сер.физ., 1971, т.35, с.2088.
Kuzmin V.A. P.N.Lebedev Preprint IYaI P-0116, P-0140, M., 1979
2. Iljinov A.S. et.al. In: Proc. Int. Colloquium on Baryon Nonconservation ICOWAN: January 11-14, 1982, Bombay. Pramana Suppl., 1982, p. 179.
Proc. Int. Colloquium on Matter Nonconservation ICOMAN. Frascati, 1983.
Ильинов А.С. и др. В кн.: Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР. Труды 3-го Всесоюзного семинара. 23-27 апреля 1983 г., Звенигород. ИЯИ АН СССР, М., 1984, с. 92.
Ильинов А.С. и др. Препринт ИЯИ АН СССР П-0278, М., 1983.
Ильинов А.С. и др. В кн.: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. 2-6 октября 1983 г., Киев. М., ЦНИИатоминформ, 1984, т.3, с.309.
Ильинов и др. В кн.: Кварки-84 =Quarks -84. Материалы семинара. Тбилиси, 15-17 мая 1984 г. ИЯИ АН СССР, М., 1985, т.1, с.87

3. Гладышев В.А. и др. В кн.: Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР. Труды 5-го Всесоюзного семинара. 11-14 апреля 1987 г., Звенигород. ИЯИ АН СССР, М., 1987, с. 187.
4. Киреев С.М. и др. Там же, с. 425.
5. Гончаренко О.Н. и др. Там же, с. 418.
6. Казарновский М.В. и др. В кн.: Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР. Труды 3-го Всесоюзного семинара. 23-27 апреля 1983 г., Звенигород. ИЯИ АН СССР, М., 1984, с. 87.
7. Iljinov A.S., Nazaruk V.J., Chigrinov S.E. Nucl. Phys., 1982, vol. A382, p. 378.
8. Ильинов А.С., Матушко В.Л., Чигринов С.Е. ЯФ, 1982, т. 36, с.898.
9. Алексеев Г.Д., Крутлов В.В., Хазинс Д.М. ЭЧАЯ, 1982, т.13, с.703.
10. Монич Е.А. и др. В кн.: Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР. Труды 4-го Всесоюзного семинара. 23-27 апреля 1985г., Звенигород. ИЯИ АН СССР, М., 1986, с.431.
- II. Монич Е.А., Секачев И.В. Там же, с. 435.

МЕТОД БЫСТРОГО ОТБОРА ЧАСТИЦ ПО ИМПУЛЬСУ

В.И.Крышкин, А.И.Ронкин

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Предлагается аналоговый метод выработки триггера на частицу с импульсом выше заданного, отличающийся большим быстродействием и простотой /1/.

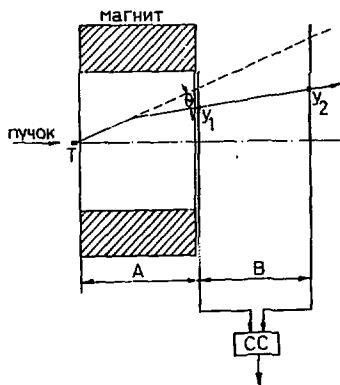


Рис. 1. Схема отбора частиц по импульсу. СС - схема совпадений.

Суть метода иллюстрирована рис.1. На входе в магнит расположена мишень Т. Вторичные частицы, вылетающие из неё, отклоняются магнитным полем на угол θ . За магнитом установлены два детектора, в которых координаты траектории частиц измеряются по времени дрейфа. Угол θ в приближении точечной мишени, однородного магнитного поля и малых углов отклонения можно записать в следующем виде:

$$\theta = 2/B (y_2 - y_1 \cdot \frac{A+B}{A}), \quad (1)$$

y_1, y_2 - координаты траектории частиц в первом и втором детекторах, A - длина магнита, B - расстояние между детекторами. В дрейфовых детекторах координата частиц определяется по задержке времени появле-

ния сигнала на выходе детектора относительно момента её прохождения через детектор из соотношения

$$Y = v \cdot t, \quad (2)$$

v – средняя скорость дрейфа носителей заряда, t – интервал времени между моментом прохождения частицы и появлением сигнала на выходе детектора.

С учетом (2) соотношение (1) можно записать в виде

$$\theta = 2/B (v_2 t_2 - v_1 t_1 \frac{A+B}{A}). \quad (3)$$

Если согласовать скорости дрейфа в детекторах таким образом, чтобы выполнялось условие

$$v_1 = \frac{A}{A+B} v_2, \quad (4)$$

то соотношение (3) можно переписать:

$$\theta = 2 v_2/B (t_2 - t_1). \quad (5)$$

Из этого соотношения следует, что для $\theta \cong 0$ (когда частица слабо отклоняется магнитным полем) времена t_2 и t_1 практически совпадают, т.е. сигналы на выходе детекторов появляются одновременно и могут быть отобраны схемой совпадений. Разрешающее время схемы совпадений определяет диапазон отбираемых углов (импульсов), а соответствующее временное согласование сигналов от детекторов (например, с помощью линии задержки в одном из каналов) позволяет отбирать частицы с заданным средним значением импульса.

Измерения были выполнены на пучке протонов с импульсом 70 ГэВ/с синхротрона ИФВЭ. Выведенный пучок наводился на мишень Т, размерами пучка на мишени можно пренебречь. Координаты вторичных частиц, отклоненных магнитным полем в вертикальной плоскости, измерялись с помощью двух плоскостей двойных сцинтилляционных годоскопов, расположенных на выходе из магнита. Длина магнита – 3 метра, расстояние от мишени до первой плоскости – 4,75 м, до второй – 6,45 м. Годоскопы были собраны на основе изготовленных в ИФВЭ сцинтилляционных оптических волокон¹²⁾ и годоскопических фотоумножителей. Размеры рабочих областей годоскопов $27 \times 50 \text{ см}^2$ и $50 \times 40 \text{ см}^2$ (50 и 40 см в направлении измерения координат) выбраны в соответствии с апертурой установки. В первом годоскопе использовалось волокно диаметром 3 мм, во втором – 3,5 мм. Схематически кассета годоскопа изображена на рис. 2. На фотокатоде годоскопического ФЭУ волокна объединяются в сборки общей площадью $18 \times 1,8 \text{ см}^2$. Временная отметка сигнала триггера определялась

счетчиком с размерами сцинтиллятора $25 \times 50 \text{ см}^2$ (50 см по вертикали) и не вносила заметного вклада во временное разрешение системы триггер - ГФЭУ.

СТРУКТУРА ВОЛОКОН:

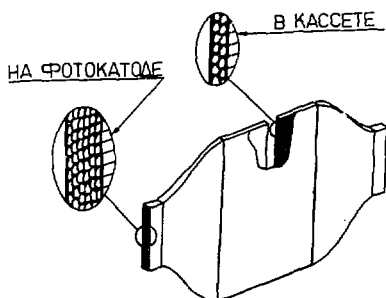


Рис. 2. Схематическое изображение кассеты двойного годоскопа.

Первоначальные измерения были выполнены при загрузке годоскопов $10^5/\text{с}$. Пространственное разрешение каждой плоскости находилось из распределения суммы времен сигналов ГФЭУ относительно сигнала триггера при равномерном облучении всей рабочей области кассет. Величина удельной задержки (отношение изменения задержки гфэу к смещению координаты частицы в направлении поперек волокон в кассете) в соответствии с соотношением (4) была выбрана равной 9 нс/см для первой плоскости и 6,7 нс/см - для второй. Измеренное пространственное разрешение составило $(6 \pm 0,3) \text{ мм}$ для первого годоскопа и $(8,3 \pm 0,3) \text{ мм}$ - для второго.

Были измерены угловые распределения частиц по одноименным парам ГФЭУ (одноименными называются пары с одинаковым направлением дрейфа фотоэлектронов) в каждой из плоскостей при выключенном магнитном поле (рис. 3).

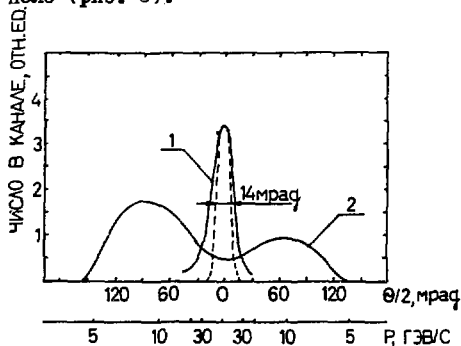


Рис. 3. Пунктир - аппаратное разрешение I - распределение по углу $\Theta/2$ (импульсу) при выключенном магнитном поле; 2 - распределение при включенном поле.

В этом случае сигналы от ГФЭУ подавались на входы "старт" и "стоп" время-амплитудного преобразователя. Величина интеграла остаточного поля вдоль траектории частиц составляла 0,16 Тлм. На рис. 3. показано также аппаратурное разрешение и угловое распределение при включенном поле (величина интеграла поля 4,3 Тлм). Аппаратурное угловое разрешение составило (14 ± 1) мрад. При выключенном поле угловое распределение асимметрично, что можно объяснить остаточной намагниченностью, протяженностью мишени и т.д. При включенном поле в угловом распределении наблюдаются два пика, соответствующие частицам противоположного знака.

При выключенном магнитном поле были подобраны на совпадения сигналы одноименных пар, затем поле было включено и из углового распределения были отобраны сигналы по признаку совпадений.

Так, при временном разрешении схемы совпадений $2\tau = 30$ нс (что соответствует диапазону отбираемых импульсов 30_{-10}^{+40} ГэВ/с) и максимальном времени дрейфа 250 нс частицы с импульсом вне данного диапазона были подавлены в 6 раз. При загрузке годоскопов $3-5 \cdot 10^6$ /с роновые частицы подавлялись в 7 раз, случайные совпадения в пределах выбранного разрешающего времени составляли 60%.

Время выработки решения определяется максимальным временем дрейфа фотоэлектронов в ГФЭУ (300-500 нс). Возможно его уменьшение в два раза при независимом использовании второй одноименной пары ГФЭУ. Для организации триггера в этом случае используются две схемы совпадений и одна схема "или".^{/3/}

Литература

1. Крышкин В.И. А.с. № 1200698 (СССР).

Опублик. в БИ 1964, т. 21, с. 37.

2. Алексеева Е.И., Горин А.М., Дяченко А.А. и др. Препринт ИФВЭ 66-14. - Серпухов, 1966.

3. Крышкин В.И., Ронкин А.И. Препринт ИФВЭ 67-128. - Серпухов, 1967.

ГОДОСКОПЫ НА ОСНОВЕ ГОДОСКОПИЧЕСКИХ ФЭУ И СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ВОЛОКОН
 Т.В.Алимова, В.Г.Васильченко, А.М.Горин, А.А.Зайченкс,
 Ю.М.Протопопов, В.Е.Рахматов, В.И.Рыкалин
 Институт физики высоких энергий, Серпухов

Данная работа посвящена изучению характеристик сцинтилляционных годоскопов на основе одномерных позиционно-чувствительных годоскопических ФЭУ (ГФЭУ)^{/1/} и вопросам использования в сцинтилляционных детекторах волокон сместителей спектра.

Конструкция кассеты годоскопа с высоким пространственным разрешением представлена на рис. 1а. Рабочая область кассеты с размерами 150x150x(3+5) мм³ заполнялась двухслойными сцинтилляционными волокнами на основе полистирола диаметром 0,5 мм. Волокна имели длину затухания 50+100 см и укладывались рядами вплотную друг к другу с прокладками между рядами. На поверхность каждого ряда наносился слой СИЭЛ^{/2/} с отвердителем и 30% по весу TiO₂ для светоизоляции волокон. Количество рядов волокон составляло 12 при толщине кассеты 6 мм. Полированные торцы кассеты присоединялись к фотокатодам соответствующих ГФЭУ. Пространственное разрешение годоскопа (рис. 1а), "просматриваемого" с двух сторон ГФЭУ-30/2 с противоположными направлениями дрейфа фотоэлектронов составило $\sigma_x = 0,22$ мм при среднем числе фотоэлектронов от релятивистских частиц $N_{фэ} = 14$.

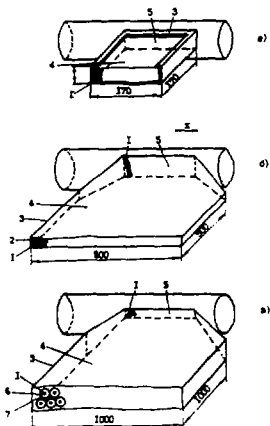


Рис. 1.

Конструкция сцинтилляционных кассет. 1 - сцинтилляционное (спектрсмещающее) волокно, 2 - светоизолирующий компаунд, 3 - сборная рамка, 4 - рабочая область годоскопа, 5 - фотокатод ГФЭУ, 6 - однокомпонентный сцинтилляционный стержень с отверстием, 7 - отражающее покрытие.

Ширина сцинтилляционной кассеты может превышать длину фотокатода ГФЭУ ≈ 20 см. Одна из возможных конструкций кассеты такого типа показана на рис. 1б^{/3/}. Два ряда сцинтилляционных стержней $\varnothing \approx 3,5$ мм рабочей области собираются в пять рядов на фотокатоде ГФЭУ с относительным сдвигом каждого ряда последовательно вдоль фотокатода на $\varnothing/5$. Такой прием позволяет создавать годоскопы

с шириной кассет до 50 см. Пространственное разрешение испытанного элемента годоскопа, "просматриваемого" с двух сторон ГФЗУ-30/2 с противоположными направлениями дрефа фотоэлектронов, составляло $\sigma_x \approx 2,2 \text{ мм}^2/3/$ при среднем числе фотоэлектронов от релятивистской частицы $N_{\text{ФЭ}} = 9,5$, прошедшей через годоскоп на расстоянии 65 см от фотокатода.

Другая возможная конструкция кассеты показана на рис. 1в. Кассета собрана из двух рядов однокомпонентных (1,5% PPO) сцинтилляционных стержней $\phi \approx 8 \text{ мм}$ и обернутых майларом. В каждом стержне имеется сквозное отверстие $\phi = 1,7 \text{ мм}$, через которое пропущено двухкомпонентное (1,5% PPO, 0,01% PPOP) сцинтилляционное волокно на основе полистирола. Торцы волокон сводятся в два ряда на фотокатоды ГФЗУ. Такая конструкция позволяет собрать свет на фотокатод ГФЗУ при ширине кассеты $\approx 1 \text{ м}$. Пространственное разрешение испытанного элемента годоскопа, просматриваемого одним ГФЗУ-30/2, составило $\sigma_x \approx 4,5 \text{ мм}$ при среднем количестве фотоэлектронов от релятивистской частицы $N_{\text{ФЭ}} \approx 7,2$, прошедшей в 40 см от фотокатода.

Возможно использование также одного воложна-смесителя спектра, "просматриваемого" несколько или все сцинтилляционные стержни кассеты (рис. 2). В этом случае открываются возможности для использования в таком сцинтилляционном счетчике миниатюрных фотодетекторов.

Для регистрации как отдельных частиц и γ -квантов, так и электромагнитных и адронных ливней могут использоваться наборы укороченных стержней, через которые в различных направлениях проходят волокна-смесители спектра. Подобное устройство объемного сцинтилляционного детектора^{4/} показано на рис. 3. Он состоит из отдельных кубиков, светонезлученных друг от друга отражающим покрытием. Каждый кубик имеет отверстия в двух или трех взаимно перпендикулярных направлениях. Через отверстия кубиков, образующих сквозные каналы в объемном детекторе, проходят волокна-смесители спектра. Измерения показали, что количество фотоэлектронов, регистрируемых с каждого волокна при прохождении через однокомпонентный (1,5% PPO) сцинтилляционный кубик релятивистских частиц, составило $N_{\text{ФЭ}} = 6$ при размере ребра кубика 10 мм и $N_{\text{ФЭ}} = 2$ - при ребре 5 мм. Длина использования двухслойных волокон-смесителей спектра (1,5% PPO, 0,01% PPOP) составляла 20 см при $\phi = 1,7 \text{ мм}$ в первом случае и 1 м - при $\phi = 1 \text{ мм}$.



Рис. 2.

Конструкция сцинтилляционного счетчика. 1 - спектроросмещающее волокно, 2 - сцинтиллятор, 3 - отражающее покрытие, 4 - фотоприемник.

Представляется перспективным использовать в качестве сцинтиллирующей среды кристаллические сцинтилляторы с высоким световыходом типа р-терфенила, PPO, NaI, CsI, ZnS и др., совместимые с выбранными фотоприемниками. Для регистрацииливней кубики могут быть изготовлены из сцинтилляторов с высоким средним атомным весом. Заметим, что в сцинтилляционных детекторах с волоконно-оптическим съемом информации появляются новые возможности: оптической коммутации световодным волокном частей детектора, оптической кодировки и фурье-преобразований изображений для дальнейшего сокращения числа каналов съема информации и создания быстрого оптического триггера.

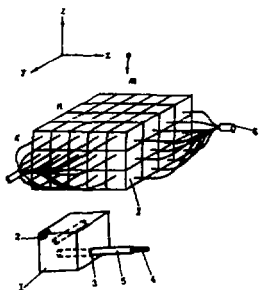


Рис. 3.

Конструкция объемного сцинтилляционного детектора. 1 - отражающее покрытие, 2 - сцинтиллятор, 3 - отверстие, 4 - спектросмещающее волокно, 5 - кремнийорганическая оболочка на основе СИЭМа, 6 - многоканальный фотоприемник.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г.Васильченко и др. - ПТЭ № 1, 1987, с. 7.
2. Е.И.Алексеева и др. - Препринт ИРЭ № 8 (426), Москва, 1985.
3. Т.В.Алимова и др. - Препринт ИФВЭ 86-127, Серпухов, 1986.
4. Baghavan R.S. Bell. Lab. Prop. 10/80, 1980.

УПРАВЛЯЕМАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЯДЕРНЫХ ЭМУЛЬСИЯХ

Е.М.Гущин, А.Н.Лебедев, С.В.Сомов, Г.И.Типографщик

Московский инженерно-физический институт

Увеличение чувствительности бромосеребряных эмульсий в импульсном электрическом поле (ИЭП) напряженностью $\sim 10^6$ В/см было обнаружено Дж. Ротштейном в 1959 г.; он же объяснил это явление мультипликацией фотоэлектронов посредством ударной ионизации. Управляемая регистрация быстрых заряженных частиц с использованием эффекта Ротштейна была впервые осуществлена в 1984 г. в фотоэмульсии с размером микрокристаллов $d \approx 1,15$ мкм^{1/1}. Однако низкая плотность трека, выявленного ИЭП, не позволяла использовать эти результаты в экспериментальной физике частиц высоких энергий. Было очевидно, что более качественные треки можно получить лишь в ядерных эмульсиях. В то же время их мелкозернистость в соответствии с мультипликационным механизмом эффекта Ротштейна требовала резкого увеличения напряженности ИЭП, что оказалось невозможным вследствие раннего пробоя эмульсии.

Решающими факторами, позволившими нам осуществлять управление чувствительностью ядерных эмульсий, явились, во-первых, уменьшение концентрации $AgBr$ (до 0,65 по весу) с целью локализации электронной лавины в границах только активированных микрокристаллов^{2/2} и, во-вторых, использование биполярного ИЭП особой формы (рис.1), состоящего из двух разнополярных импульсов^{3/3}. Роль первого, "поляризационного" импульса сводится к сдвигу межузельных ионов Ag^+ на границу эмульсионных микрокристаллов и созданию внутреннего поляризованного поля. Собственно мультипликация электронов ионизации происходит на вершине второго, "мультипликационного" импульса. При этом, если изменение знака приложенного потенциала осуществляется достаточно быстро по сравнению с временем ионной релаксации, внутреннее поляризованное поле суммируется с внешним полем мультипликационного импульса. Таким способом нам удалось почти в 2 раза увеличить напряженность внутреннего действующего ИЭП, незначительно увеличив абсолютную амплитуду электрического импульса, и в примитивной ядерной эмульсии БР ($d = 0,28$ мкм) усилить действием ИЭП плотность проявленного трека протона с энергией 200 МэВ с $n_0 \approx 1 \cdot 10^{-2}$ мкм⁻¹ до $n_f \approx 50 \cdot 10^{-2}$ мкм⁻¹ при времени памяти ≤ 18 мкс^{4/4}. Качество получаемых при этом

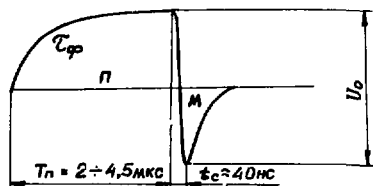


Рис. 1. Биполярное ИЭП, прикладываемое к эмульсии.
 П - поляризационный импульс. М - мультипликационный импульс.

треков, то есть различимость трека на фоне вуали проявления и треков радиационного фона, даже несколько превосходит качество треков в стандартных высокочувствительных ядерных эмульсиях.

Однако и при использовании эффекта перезарядки средняя напряженность ИЭП собственно в эмульсии в рабочем режиме (около 2 МВ/см) превышает пробивную напряженность эмульсионного слоя. Поэтому для создания работоспособного управляемого эмульсионного детектора необходимо дальнейшее снижение амплитуды ИЭП при сохранении коэффициента усиления $n_{\text{E}/n_0} \sim 10$. Определенные успехи в этом направлении были получены при переходе к крупнозернистой примитивной эмульсии EP ($d = 0,39 \text{ мкм}$) (точки 2 на рис.2). Вместе с тем увеличение d слабо влияет на величину прикладываемого потенциала и ограничено прогрессирующим ростом вуали проявления и ранним появлением электростимулированной вуали.

Существенно большее значение имеет оптимизация временных параметров ИЭП, что уменьшает потери действующей напряженности ИЭП из-за деполяризации микрокристаллов за время t_c , а также при быстрой релаксации внутреннего поля на переднем фронте поляризационного импульса. Так, при почти равном d кривые 2 и 3 на рис.2 сняты для $t_{\phi} 700 \text{ нс}$ и t_{ϕ} на 25 нс. В дальнейшем вместо предельного обострения фронтов ИЭП, что, учитывая его характеристики и требования к их стабильности, наталкивается на значительные технические трудности, мы применили охлаждение эмульсии. При температурах, близких к нормальной, такая мера приводит к снижению амплитуды ИЭП за счет "замораживания" ионной проводимости и увеличения времени ионной релаксации. Хотя в ^{15/} сообщалось, что охлаждение эмульсии с 20°C до -10°C ведет к возрастанию времени памяти с $\sim 1 \text{ мс}$ до 3 с, что явно неприемлемо для управляемого детектора, мы обнаружили, что при регистрации быстрых заряженных частиц в примитивной ядерной эмульсии РК время памяти относительно слабо зависит от

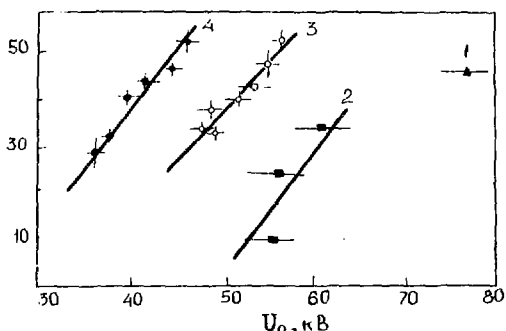
$\rho_L, 10^{-2} \text{ мкм}^{-1}$ 

Рис.2. Зависимость плотности трека протона с энергией 200 МэВ от амплитуды ИЭП. 1 - примитивная ядерная эмульсия БР, $d = 0,28$ мкм, 25°C ; 2 - то же, $d = 0,39$ мкм; 3 - примитивная ядерная эмульсия РК, $d = 0,43$ мкм, 25°C ; 4 - то же, 0°C . Чувствительность всех эмульсий в отсутствие поля $\rho_0 \approx (1+3) \cdot 10^{-2} \text{ мкм}^{-1}$. Задержка между моментом прохождения протона и вершиной мультипликационного импульса 5 мкс.

температуры, изменяясь от 17 мкс при 25°C до 31 мкс при 0°C . В то же время амплитуда ИЭП уменьшается на 20%. Это позволило в бесподложечной примитивной эмульсии РК толщиной 150 мкм получить для протона с энергией 200 МэВ $\rho_L \approx 15 \cdot 10^{-2} \text{ мкм}^{-1}$ при $U_0 \approx 75$ кВ и практически полном отсутствии объемной электростимулированной вуали и вуали проявления. Учитывая, что определенный прогресс может быть достигнут в области криогенных температур, где должно происходить возрастание коэффициента ударной ионизации, полученные результаты дают основание надеяться на появление в ближайшие несколько лет нового трекового прибора - эмульсионного детектора с управляемой чувствительностью.

Литература

1. Е.М.Гудин и др. Письма в ЖТФ, 1984, 10, №16, с.964.
2. Е.М.Гудин и др. ЖТФ, 1985, 55, №7, с. 1362.
3. Е.М.Гудин и др. А.с. №1256555 (СССР). ВИ, 1987, №15, с.286.
4. Е.М.Гудин и др. Письма в ЖТФ, 1985, 11, №8, с. 491.
5. А.Я.Диденко и др. ЖИПФМ, 1986, 31, №4, с. 53.









В. СПИСОК УЧАСТНИКОВ
LIST OF PARTICIPANTS

Антипов Д.М. (СССР)
Асатиани Т.М. (СССР)
Байрамов А.А. (СССР)
Барабаш Л.С. (ОИЯИ)
Бару С.Е. (СССР)
Башинджагян Г.Л. (СССР)
Бондаренко Г.Б. (СССР)
Бузулуцков В.Ф. (СССР)
Ваккер К. (ФРГ)
Валента А. (ФРГ)
Васильев М.А. (СССР)
Васильченко В.Г. (СССР)
Веґеш И. (ВНР)
Викторов В.А. (СССР)
Вишневский А.В. (ОИЯИ)
Водопьянов А.С. (ОИЯИ)
Воробьев А.И. (СССР)
Воробьев А.П. (СССР)
Гаврилов Г.Е. (СССР)
Глонти Л.Н. (СССР)
Говорков Б.Б. (СССР)
Голутвин И.А. (ОИЯИ)
Грачев В.Т. (СССР)
Григорян Д.И. (СССР)
Гришкин Ю.Л. (СССР)
Гудин Е.М. (СССР)
Дайтерс К. (ГДР)
Денисов Д.С. (СССР)
Денисов С.П. (СССР)
Джавришвили А.К. (СССР)
Джулиани А. (Италия)
Додоков В.Х. (ОИЯИ)
Ефременко Ю.В. (СССР)
Залан П. (ВНР)
Замятин Н.И. (ОИЯИ)
Заневский Ю.В. (ОИЯИ)
Зарубин А.В. (ОИЯИ)
Зильберг В.В. (СССР)
Зинченко А.И. (ОИЯИ)
Ивата С. (Япония)
Игнатенко М.А. (ОИЯИ)
Камышков Ю.А. (СССР)
Казаринов М.Ю. (ОИЯИ)
Киришин Ю.Т. (ОИЯИ)
Кистенев Э.П. (СССР)
Кожин А.С. (СССР)
Козлов В.А. (СССР)
Комаров В.И. (СССР)
Костка П. (ГДР)
Котельников С.К. (СССР)
Краснов В.А. (СССР)
Крившич А.Г. (СССР)
Круглов В.В. (ОИЯИ)
Крышкин В.И. (ИФВЭ)
Ледлем Т. (США)
Ленге Р. (ГДР)
Лейтц Х. (ЦЕРН)
Лельчук М.Ю. (СССР)
Лефлат А.К. (СССР)
Любинов В.А. (СССР)
Ляйсте Р. (ГДР)
Ма Джи-Мао (КНР)
Мариоли Д. (Италия)
Матевосян Э.М. (СССР)

Меньшиков Р.А. (СССР)
Мерзон Г.И. (СССР)
Михель П. (ГДР)
Мицельмахер Г.В. (ОИЯИ)
Мялицын В.К. (СССР)
Никитский Ю.Д. (СССР)
Нойберт В. (ГДР)
Оганесян А.Г. (СССР)
Онучин А.П. (СССР)
Пантуев В.Н. (СССР)
Пернике М. (Австрия)
Пешехонов В.Д. (ОИЯИ)
Пилар А.В. (ОИЯИ)
Пискунов Н.М. (ОИЯИ)
Пицальников Ю.М. (СССР)
Поде Д. (ОИЯИ)
Поляков В.А. (СССР)
Раевский В.Г. (СССР)
Раманюк А.С. (СССР)
Резников С.Г. (ОИЯИ)
Романов А.И. (ОИЯИ)
Савин И.А. (ОИЯИ)
Самсонов В.М. (СССР)
Сандуковский В.Г. (ОИЯИ)
Сасс Ж. (Франция)
Саули Ф. (ЦЕРН)
Свиридов В.А. (ОИЯИ)
Семан М. (ЧССР)
Семенов А.Д. (ОИЯИ)
Средняков С.И. (СССР)
Сердюк В.Э. (ОИЯИ)

Сидоров В.В. (СССР)
Ситар Б. (ОИЯИ)
Смирнов Н.Н. (СССР)
Сокол Г.А. (СССР)
Столетов Г.Д. (ОИЯИ)
Сумароков А.В. (СССР)
Тамм Е.И. (СССР)
Танко Л. (ВНР)
Терехин Н.П. (ОИЯИ)
Тихомиров И.Н. (СССР)
Травкин В.И. (ОИЯИ)
Тяпкин А.А. (ОИЯИ)
Тяпкин И.А. (ОИЯИ)
Федотович Г.В. (СССР)
Филимонов И.С. (СССР)
Фиртель Г. (Швейцария)
Хабаров В.С. (ОИЯИ)
Хазинс Д.М. (ОИЯИ)
Халл Г. (Англия)
Хартилл Д. (США)
Хильке Х. (ЦЕРН)
Цхададзе Э.Г. (СССР)
Цыганов Э.Н. (ОИЯИ)
Чалышев В.В. (ОИЯИ)
Чернышев В.П. (СССР)
Чиладзе Б.Г. (СССР)
Чириков-Зорин И.Е. (ОИЯИ)
Чувило И.В. (СССР)
Шафранов М.Д. (ОИЯИ)
Щербаков Ю.А. (ОИЯИ)
Экелеф Т. (Швеция)

Antipov Yu.M. (USSR)
 Asatiani T.L. (USSR)
 Bajramov A.A. (USSR)
 Barabash L.S. (JINR)
 Baru S.E. (USSR)
 Bashindzhagyan G.L. (USSR)
 Bondarenko G.B. (USSR)
 Buzulutskov V.F. (USSR)
 Chalyahev V.V. (JINR)
 Chernyshev V.P. (USSR)
 Chiladze B.G. (USSR)
 Chirikov-Zorin I.E. (JINR)
 Chuvilo I.V. (USSR)
 Denisov D.S. (USSR)
 Denisov S.P. (USSR)
 Deiters K. (GDR)
 Dodokhov V.Kh. (JINR)
 Dzhavriashvili A.K. (USSR)
 Efremenko Yu.V. (USSR)
 Ekelöf T. (Sweden)
 Fedotovitch G.V. (USSR)
 Filimonov I.S. (USSR)
 Gavrilov G.E. (USSR)
 Giuliani A. (Italy)
 Glonty L.N. (USSR)
 Govorkov B.B. (USSR)
 Golutvin I.A. (JINR)
 Grachev V.T. (USSR)
 Grigoryan Yu.I. (USSR)
 Grishkin Yu.L. (USSR)
 Guschin E.M. (USSR)
 Hall G. (United Kingdom)
 Hartill D. (USA)
 Hilke H. (CERN)
 Ignatenko M.A. (JINR)
 Iwata S. (Japan)
 Kamyshkov Yu.A. (USSR)
 Kasarinov M.Yu. (JINR)
 Khabarov V.S. (JINR)
 Khazins D.M. (JINR)
 Kiryushin Yu.T. (JINR)
 Kistenev E.P. (USSR)
 Komarov V.I. (USSR)
 Kostka P. (GDR)
 Kotelnikov S.K. (USSR)
 Krasnov V.A. (USSR)
 Krivshich A.G. (USSR)
 Kruglov V.V. (JINR)
 Kryshkin B.I. (USSR)
 Kozhin A.S. (USSR)
 Kozlov V.A. (USSR)
 Lange V. (GDR)
 Leflat A.K. (USSR)
 Leiste R. (GDR)
 Lelchuk M.Yu. (USSR)
 Leutz H. (CERN)
 Lubimov V.A. (USSR)
 Ludlam T. (USA)
 Ma Ji-Mao (China)
 Marioli D. (Italy)
 Matevosyan E.M. (USSR)
 Menschikov R.A. (USSR)
 Merzon G.I. (USSR)
 Michel P. (GDR)
 Mitselmakher G.V. (JINR)
 Myalitsyn V.K. (USSR)
 Nikitskiy Yu.D. (USSR)
 Neubert V. (GDR)
 Oganesyan A.G. (USSR)
 Omchin A.P. (USSR)
 Pantuev V.H. (USSR)
 Pernika M. (Austria)
 Peshekhonov V.D. (JINR)
 Pilyar A.V. (JINR)
 Pischalnikov Yu.M. (USSR)
 Piskunov N.M. (JINR)
 Pelyakov V.A. (USSR)
 Pose D. (JINR)
 Raevsky V.G. (USSR)
 Ramanuk A.S. (USSR)

Reznikov S.G. (USSR)
Romanov A.I. (JINR)
Savin I.A. (JINR)
Samsonov V.M. (USSR)
Sandukovsky V.G. (JINR)
Sass J. (France)
Seuli F. (GERN)
Seman M. (Czechoslovakia)
Semenov A.Yu. (JINR)
Serednyakov S.I. (USSR)
Serdyuk V.Z. (JINR)
Shafranov M.D. (JINR)
Scherbakov Yu.A. (JINR)
Sidorov V.V. (USSR)
Sitar B. (JINR)
Smirnov N.H. (USSR)
Sokol G.A. (USSR)
Stoletov G.D. (JINR)
Sumarcov A.V. (USSR)
Sviridov V.A. (JINR)
Tamm E.I. (USSR)
Tanko L. (Hungary)
Terekhin N.P. (JINR)

Tikhomirov I.N. (USSR)
Travkin V.I. (JINR)
Tskhadadze E.G. (USSR)
Tsyganov E.H. (JINR)
Tyapkin A.A. (JINR)
Tyapkin Yu.A. (JINR)
Vasilchenko V.G. (USSR)
Vasiljev M.A. (USSR)
Veress I. (Hungary)
Viertal G. (Switzerland)
Viktorov V.A. (USSR)
Vishnevsky A.V. (JINR)
Vodopianov A.S. (JINR)
Vorobjev A.U. (USSR)
Vorobjev A.P. (USSR)
Wacker K. (FRG)
Walenta A.H. (FRG)
Zalan P. (Hungary)
Zamyatin N.I. (JINR)
Zenevsky Yu.V. (JINR)
Zarubin A.V. (JINR)
Zilberg V.V. (USSR)
Zinechenko A.I. (JINR)

Ответственные за подготовку сборника к печати
И.А.Голутвин и А.В.Зарубин.

Редакторы: М.И.Зарубина, Макет Р.Д.Фоминой.
Э.В.Ивашкевич.

Подписано в печать 26.05.88.

Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 29.0.

Тираж 300. Заказ 40599.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований,
Дубна Московской области.